DEC 15 1922 Phys. Lab

Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 125 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 200 Mark, im Ausland je nach dem Valutastande. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 15.– Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

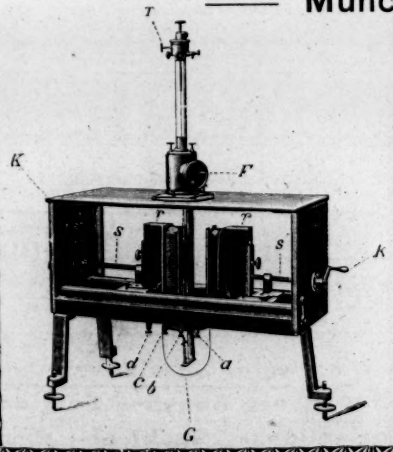
Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21. und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den.

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 20/21. 15. Oktober / 1. November 1922. **23. Jahrgang.**
No. 624.625

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Hochempfindliches Spiegel-Dynamometer.

❀

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(N. = Naturforscherbericht; B. = Besprechungen.)

Seite

Argon: Die Spektra von —, Jod und Stickstoff im elektrischen Feld, v. W. Steubing. (N.) . . . 427
Atomachsen: Über die Drehung der — in festen Körpern. (Mit magnetischen, thermischen und chemischen Beziehungen), v. W. Schottky. (N.) . 448
Baltruschat, M. u. **H. Starke**, Über sekundäre Kathodenstrahlung. (N.) 403
Bothe, W., Verzweigungen und Knicke an β-Strahlenbahnen. (N.) 416
Busch, H., Eine neue Methode zur $\frac{e}{m}$-Bestimmung. (N.) 438
Carsten, H., Bemerkung zu der Arbeit von W. Hahnemann und H. Hecht: „Zur Theorie des Telephons" 393
Cermak, P., Über die Tonbildung bei Metallschläuchen mit eingedrücktem Spiralgang 394
Chwolson, C. D., Lehrbuch der Physik II, 2. (B.) . 455
Diffusion: Ein neues Verfahren zur Trennung von Gasgemischen durch —, v. G. Hertz. (N.) 433
Dopplereffekt: Über den Einfluß des — auf spektroskopische Feinstrukturen und seine Elimination, v. Nikhilranjan Sen 397
$\frac{e}{m}$-Bestimmung: Eine neue Methode zur —, v. H. Busch. (N.) 438
Elektrisches Feld: Die Spektra von Argon, Jod und Stickstoff im —, v. W. Steubing. (N.) . . . 427
Elektrodenabstände: Über Elektronenentladung bei kleinen —, v. F. Rother. (N.) 423
Elektrolyte: Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für — bei sehr hohen Feldstärken, v. M. Wien. (N.) 399
Elektronenentladung: Über — bei kleinen Elektrodenabständen, v. F. Rother. (N.) 423
Elektronenladung: Die Bestimmung der — aus dem Schroteffekt an Glühkathodenröhren, v. R. Fürth. (N.) 438
—, Eine neue Methode zur —, $\left(\frac{e}{m}\right)$-Bestimmung, v. H. Busch. (N.) 438
Feldstärke: Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen —, v. M. Wien. (N.) 399
Feste Körper: Über die Drehung der Atomachsen in —. (Mit magnetischen, thermischen und chemischen Beziehungen), v. W. Schottky. (N.) 448
Fürth, R., Die Bestimmung der Elektronenladung aus dem Schroteffekt an Glühkathodenröhren. (N.) . . 438
Gasgemische: Ein neues Verfahren zur Trennung von — durch Diffusion, v. G. Hertz. (N.) 433

Seite

Gehrcke, E., Bemerkung über Gruppenspektra. (N.) 432
Glühkathodenröhren: Die Bestimmung der Elektronenladung aus dem Schroteffekt an —, v. R. Fürth. (N.) 438
Gruppenspektra: Bemerkung über —, v. E. Gehrcke. (N.) 432
Gudden, B. u. **R. Pohl**, Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang. (N.) 417
Hahnemann, W. u. **H. Hecht**, Bemerkung zu der Arbeit von —: „Zur Theorie des Telephons", v. H. Carsten 393
Hartmann, C. A., Über den derzeitigen Stand des Schroteffektproblems. (N.) 436
Hecht, H. u. **W. Hahnemann**, Bemerkung zu der Arbeit von —: „Zur Theorie des Telephons", v. H. Carsten 393
Hertz, G., Ein neues Verfahren zur Trennung von Gasgemischen durch Diffusion. (N.) 433
Jod: Die Spektra von Argon, — und Stickstoff im elektrischen Feld, v. W. Steubing. (N.) . . . 427
Kaempf, F., Über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit. (N.) 420
Kathodenstrahlung: Über sekundäre —, v. M. Baltruschat u. H. Starke. (N.) 403
Korpuskularstrahlen: Zur Theorie der Streuung von —, v. G. Wentzel. (N.) 435
Licht: Über die Erscheinung der Polarisation des — an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm, v. M. A. Schirmann. (N.) 441
Lichtelektrische Leitfähigkeit: Über den Mechanismus der —, v. F. Kaempf. (N.) 417
— in weiterem Zusammenhang, v. B. Gudden u. R. Pohl. (N.) 417
Mattauch, J., Neue Versuche zur Photophorese. (N.) 444
Metallschläuche: Über die Tonbildung bei — mit eingedrücktem Spiralgang, v. P. Cermak 394
Nikhilranjan Sen, Über den Einfluß des Dopplereffekts auf spektroskopische Feinstrukturen und seine Elimination 397
Ohmsches Gesetz: Über die Gültigkeit des — für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken, v. M. Wien. (N.) 399
Photophorese; Neue Versuche zur —, v. J. Mattauch. (N.) 444
Physik: Lehrbuch der —, v. C. D. Chwolson, II, 2. (B.) 455
Pohl, R. u. **B. Gudden**, Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang. (N.) 417
Polarisation: Über die Erscheinungen der — des Lichtes an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm, v. M. A. Schirmann. (N.) 441

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20/21. 15. Oktober/1. November 1922. Redaktionsschluß für No. 22 am 1. November 1922. 23. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Carsten, Bemerkung zu der Arbeit von W. Hahnemann und H. Hecht: „Zur Theorie des Telephons". S. 393.

P. Germak, Über die Tonbildung bei Metallschläuchen mit eingedrücktem Spiralgang. S. 394.

Nikhilranjan Sen, Über den Einfluß des Dopplereffekts auf spektroskopische Feinstrukturen und seine Elimination. S. 397.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Leipzig vom 17.—24. September 1922:

M. Wien, Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken. S. 399.

M. Baltruschat u. H. Starke, Über sekundäre Kathodenstrahlung. S. 403.

W. Bothe, Verzweigungen und Knicke an β-Strahlenbahnen. S. 416.

B. Gudden u. R. Pohl, Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang. S. 417.

F. Kaempf, Über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit. S. 420.

F. Rother, Über Elektronenentladung bei kleinen Elektrodenabständen. S. 423.

W. Steubing, Die Spektra von Argon, Jod und Stickstoff im elektrischen Feld. S. 427.

F. Gehrcke, Bemerkung über Gruppenspektra. S. 432.

G. Hertz, Ein neues Verfahren zur Trennung von Gasgemischen durch Diffusion. S. 433.

G. Wentzel, Zur Theorie der Streuung von Korpuskularstrahlen. S. 435.

C. A. Hartmann, Über den derzeitigen Stand des Schroteffektproblems. S. 436.

R. Fürth, Die Bestimmung der Elektronenladung aus dem Schroteffekt an Glühkathodenröhren. S. 438.

H. Busch, Eine neue Methode zur $\frac{e}{m}$-Bestimmung. S. 438.

M. A. Schirmann, Über die Erscheinungen der Polarisation des Lichtes an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm. S. 441.

J. Mattauch, Neue Versuche zur Photophorese. S. 444.

W. Schottky, Über die Drehung der Atomachsen in festen Körpern. S. 448.

Besprechungen:

C. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. 2. Band. 2. Abteilung. S. 455.

Personalien. S. 455.

Angebote. S. 456.

Gesuche. S. 456.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkung zu der Arbeit von W. Hahnemann und H. Hecht: „Zur Theorie des Telephons".

Von H. Carsten.

W. Hahnemann und H. Hecht erwähnen in ihrer Arbeit: „Zur Theorie des Telephons"[1], daß die von H. Lichte und von mir benutzte Gleichung[2])

$$m\ddot{x} + g\dot{x} + \beta x = \frac{LJ_0}{b} i$$

nicht allgemein gültig sein könnte, „da die Kraft zwischen den schwingenden Teilen des Telephons nicht durch den vollen Primärstrom, sondern durch einen gegen ihn phasenverschobenen Teilstrom bestimmt wird". Hierzu möchte ich mir folgende Bemerkung erlauben.

Innerhalb der getroffenen Voraussetzungen, zu welchen, wie ich in meiner Arbeit[2]) auch besonders erwähnte, die Vernachlässigung der Eisenverluste gehört, ist die genannte Gleichung richtig und verliert demnach auch an der Resonanzstelle ihre Gültigkeit nicht. Man wird bei ihrer Verwendung einen um so kleineren Fehler begehen[1]), je mehr der Fernhörer der zwecks Erhöhung der Lautstärke zu stellenden Forderung nach geringen Eisenverlusten[2]) entspricht; die Theorie nähert sich also gerade im praktisch wichtigen Fall den tatsächlichen Verhältnissen.

Will man dagegen die Wirkung der Wirbelströme berücksichtigen, so kann dies — unter Anwendung der symbolischen Rechnungsweise — etwa folgendermaßen geschehen:

Die auf das schwingende System wirkende Kraft F setzt sich aus zwei Teilkräften zusammen, deren eine dem Primärstrom I_1 und deren andere dem in irgendeinem metallischen Leiter induzierten Wirbelstrom I_2 proportional ist. Es ist demnach

$$F = \frac{LJ_0}{b} I_1 + k_2 I_2, \qquad (1)$$

wo k_2 eine dem Faktor von I_1 entsprechende Kopplungsgröße bedeuten möge. I_2 ist proportional zu I_1, sodaß man allgemein

$$I_2 = k_2' I_1 e^{i\delta} \qquad (2)$$

setzen kann, mit dem unbekannten Amplituden-

1) Diese Zeitschr. **23**, 322, 1922.

2) H. Lichte, Zeitschr. f. techn. Phys. **2**, 14, 1921, Gl. 9; H. Carsten, diese Zeitschr. **22**, 501, 1921.

1) R. L. Wegel, Journ. of the Amer. Inst. of Electr. Eng. **40**, 791, 1921; Ref. Telegr.- und Fernspr.-Technik 11, 42, 1922.

2) K. W. Wagner, E.T.Z. **32**, 80, 1911; G. Seibt, E.T.Z. **43**, 269, 1922.

verhältnis k_2' und dem ebenfalls unbekannten Phasenwinkel δ. Durch Einsetzen von (2) in (1) ergibt sich

$$F = \frac{LJ_0}{b} I_1 \left(1 + \frac{k_2 k_2'}{LJ_0} b \cdot e^{j\delta}\right), \qquad (3)$$

oder abgekürzt

$$F = \frac{LJ_0}{b} I_1 \cdot k e^{j\varepsilon}. \qquad (4)$$

Der Proportionalitätsfaktor zwischen Kraft und Primärstrom — ohne Berücksichtigung der Wirbelströme eine rein reelle Größe — erweist sich nunmehr als komplex[1]), ganz in Übereinstimmung mit dem von Hahnemann und Hecht gefundenen Ergebnis.

Eine allgemeine analytische Behandlung des Telephonproblems, unter Einbeziehung der durch die Eisenverluste bedingten Erscheinungen, hat übrigens R. L. Wegel[2]) gegeben und deren Ergebnisse zugleich durch Versuche bestätigt.

1) Siehe z. B. Kennelly und Nukiyama, Proc. of the Americ. Inst. of Electr. Eng. **38**, 491, 1919.
2) R. L. Wegel, a. a. O.

(Eingegangen 14. September 1922.)

Über die Tonbildung bei Metallschläuchen mit eingedrücktem Spiralgang.

Von P. Cermak.

W. Burstyn[1]) hat wohl als erster die Tatsache beschrieben, daß man beim Blasen durch Metallrohre, in die ein tiefer Spiralgang eingedrückt ist, Töne erzeugen kann, ohne daß eine solche Spiralschlauchpfeife eine Zunge oder eine Lippe besäße. Diese Art der Tonerzeugung mag in den Jahren während und nach dem Kriege, als man solche Röhren als Ersatz für Gummischläuche häufig verwendete, des öfteren beobachtet worden sein. Sie wurde auch von E. Arbeit (Wetzlar) gefunden, der sie in der Dezembersitzung des Gauvereins Hessengau der Deutschen physikalischen Gesellschaft in Gießen vorführte. Beide Herren stellten fest, daß der Grundton und die ersten Obertöne eines solchen Rohres schwer, die höheren Obertöne dagegen sehr leicht ansprechen. Da sie aber beide keine näheren Angaben über die Abhängigkeit der Tonhöhe von den Dimensionen der Röhren und von der in der Zeiteinheit durchgeblasenen Luftmenge machten, hat sich der Verfasser etwas genauer mit dieser Tonerzeugung beschäftigt, worüber im folgenden berichtet wird.

1) W. Burstyn, Zeitschr. f. techn. Phys. **3**, 179, 1922.

Von drei Proben solcher Spiralschläuche, von denen mir Stücke verschiedener Länge zur Verfügung standen, schied die eine sofort aus, sie war nicht zum Tönen zu bringen; ihre Windungen waren im Innern des Rohres abgeflacht. Die beiden andern, bei denen die Windungen auch nach innen erhaben waren, sprachen leicht an. Die Röhren vom Typus *A* hatten 317,4 Windungen auf 1 m Länge, einen äußeren maximalen Durchmesser von 1,05 cm, eine innere minimale lichte Weite von 0,57 cm. Die Röhren vom Typus *B* hatten 340 Windungen auf 1 m Länge, ihr äußerster Durchmesser war 1,02 cm, ihre innerste lichte Weite 0,64 cm. Die Tonhöhen wurden mit einem Monochord bestimmt, die die Röhren durchströmenden Luftmengen wurden mit Rotamessern[1]) festgestellt, die mit den Hilfsmitteln des städtischen Gaswerkes besonders geeicht wurden.

Daß solche Spiralschlauchpfeifen die hohen Obertöne gut, die tiefen und den Grundton dagegen kaum oder gar nicht geben, liegt natürlich an ihrer engen Mensur.

Ist das verwendete Rohr nicht sehr lang — etwa 30 bis 50 cm, — so merkt man schon beim Anblasen mit dem Munde, daß die auftretenden Töne Vielfache eines gemeinsamen Grundtones sind, weil die aufeinanderfolgenden Töne, einer vom andern die abnehmenden Intervalle der Quarte, Terz, großen, kleinen Sekunde usw. haben. Die Bestimmung dieser Töne mit dem Monochord lehrt, daß der aus ihnen errechenbare Grundton wesentlich tiefer liegt als der, den man aus der Pfeifenlänge ableiten kann. So gibt ein 50 cm langes Rohr vom Typus A, mit dem Munde angeblasen, die Töne:

833 1111 1386 1667 1944 ····· oder
2·227 4·277 5·277 6·278 7·277;

es deutet also auf den Grundton 277 Schwingungen/Sek. Errechnet man aber aus Schallgeschwindigkeit und Pfeifenlänge die Frequenz, so ergibt sich als Grundton 343 Schwing./Sek. (Auch die Längenkorrektionen, etwa nach Wertheim 0,528 cm oder die nach Zamminer 0,735 cm erniedrigen den Wert nur bis 340 bzw. 338.) Da ergibt sich freilich sofort der Einwand, daß die Pfeifenlänge nicht deutlich festgelegt ist, wenn bei dieser Anordnung der Luftzuführungsschlauch ungefähr gleicher Weite einfach über das Metallrohr gestülpt ist, oder wenn beim Anblasen mit dem Munde die Weite der Mundhöhle sich allmählich zu der des Metallrohres verengert. Um diesem Einwande gerecht zu werden, wurde bei allen weiteren Versuchen die Spiralschlauchpfeife in einen Kork

1) Vgl. Journ. f. Gasbeleuchtung u. verw. Beleuchtungsarten, Jahrg. 1910, Heft 16.

eingeschraubt, der im untern Tubus einer Wulfschen Flasche saß. Der Metallschlauch konnte mehr oder weniger tief in den Tubus eingeschraubt werden, doch wurde die Tonhöhe (bei konstantem Luftstrom) dadurch nicht beeinflußt. Die Vertiefung des Grundtones muß also eine andre Ursache haben.

Herr Burstyn und Herr Arbeit haben beide schon gezeigt, daß der Ton umso höher wird, je stärker man durch den Metallschlauch bläst. Die folgende Tabelle (I) gibt an einem 50 cm langen Rohr des Typus A den Zusammenhang zwischen Tonhöhe und Luftstrom, der in der Zeiteinheit den Pfeifenquerschnitt durchfließenden Luftmenge. Bei dieser Meßreihe wurde so verfahren, daß am Monochord der $n$te Teilton des Grundtones 277 eingestellt wurde, sodann die Luftzufuhr so eingestellt wurde, daß der betreffende Ton am reinsten und stärksten erzeugt wurde. Aus den obigen Angaben über die Weite der Röhren vom Typus A folgt ein mittlerer Rohrquerschnitt von 0,514 cm². Sicherlich ist der mittlere Querschnitt des Luftstrahles kleiner. Hätte das Rohr den Querschnitt 1 cm², so wäre die durchströmende Luftmenge L, gemessen in cm³, zahlenmäßig gleich der Geschwindigkeit der strömenden Luft. Dem kleineren Querschnitte q entspricht dann die Geschwindigkeit L/q. Ist weiter w die Zahl der Spiralwindungen auf 1 cm Länge, so gibt das Produkt $(L \cdot w) : q$ die sekundliche Zahl der Stöße des Strahles auf die Schlauchschwingungen an. Macht man die Annahme, daß die Zahl dieser Stöße für die erreichte Tonhöhe maßgebend sei, so kommt man zu Werten, die den gefundenen Tonhöhen immerhin nahe liegen, wenn man für q den mittleren Rohrquerschnitt einsetzt. Man kann nun, ermutigt durch diese Tatsache, aus einer Gleichung $N = (L \cdot w) : q'$ den wirksamen mittleren Strahlquerschnitt q' bestimmen.

Tabelle I.

Teilton	Tonhöhe	Luftmenge cm³/sec	$\frac{L \cdot w}{q'}$	Abweichung in Proz.
4	1111	146,2	1112	0
5	1386	181,8	1383	0
6	1667	227,3	1730	+ 3,8
7	1944	266,3	2026	+ 4,2
8	2218	290,2	2209	0
9	2498	327,7	2494	0
10	2777	359,0	2737	— 1,4
11	3056	408,0	3105	+ 1,6
12	3266	440,0	3349	+ 2,5
11	3056	410,0	3121	+ 2,2
10	2777	356,0	2710	— 2,3
9	2498	326,7	2487	0
8	2218	290,0	2207	— 0,6
7	1944	247,0	1880	— 3,3
6	1667	214,0	1629	— 2,3
5	1386	176,0	1339	— 3,6

Er ergibt sich für dieses Rohr aus den Tönen der Tabelle (I) zu 0,417 cm². Mit diesem Mittelwert q' erhält man die in Spalte 4 eingetragenen Zahlen, die mit den beobachteten Tonhöhen recht gut übereinstimmen.

Die erste Spalte der Tabelle gibt an, welcher Partialton erregt worden ist; die fünfte gibt die prozentuale Abweichung des aus der Stoßzahl errechneten Tones vom betreffenden Partialtone. Die Partialtöne sind in auf- und absteigender Folge gemessen und angeführt. Dabei zeigt sich, daß jene Teiltöne, bei denen keine sehr gute Übereinstimmung herrscht, in den beiden Fällen vom Teiltone nach beiden Seiten abweichen können. Jedenfalls ist aus der Tabelle ersichtlich, daß die Anzahl der Stöße des Strahles, die in einer Sekunde auf die Windungen des Rohres erfolgen, ein wesentliches Bestimmungsstück der entstehenden Töne ist. Mit dem Munde angeblasene Spiralrohre geben immer solche Teiltöne. So gab, um noch ein Beispiel zu nennen, ein 50,4 cm langes Rohr vom Typus B die Vielfachen des Grundtones 296 von 888 an aufwärts. Beim Anblasen dieses Rohres mit dem Gebläse erhielt ich statt der Teiltöne

1184, 1480, 1776, 2072, 2368, 2664, 2960

durch Vergleich mit dem Monochord die Töne

1158, 1454, 1764, 2038, 2341, 2678, 2932.

Aus ihnen ließ sich ein mittlerer Strahlquerschnitt von 0,523 cm² ermitteln und hieraus für $(w \cdot L) : q'$ die Zahlen

1168, 1475, 1680, 1953, 2340, 2722, 2960.

(Der Strahlquerschnitt wird wohl etwas mit der Geschwindigkeit des Luftstromes variieren, doch ließ sich aus den einzelnen Berechnungen von q, aus denen q' ermittelt wurde, nichts Sicheres hierüber aussagen.)

Bei längeren Rohren stößt dann die Bestimmung des Teiltones auf größere Schwierigkeiten, da sie erst die höheren Teiltöne geben und diese nicht leicht aus den Intervallen mit dem Gehör bestimmbar sind, sondern nur aus der Differenz der Schwingungszahlen. Ein Rohr von 101,2 cm Länge des Typus B gab die Teiltöne erst vom Zehnten an, es ist aber leicht, bei ihnen noch den 30ten und höhere Teiltöne anzublasen. Sein Grundton war aus den Differenzen berechnet 104. Aus der Pfeifenformel $N = c : (2L)$ ergäbe sich 169 Schwing./Sek. Auch hier also eine auffallende Erniedrigung der Schwingungszahl des Grundtones, die vielleicht mittels der Erfahrungen über die Töne von Pfeifen mit Querschnittsänderungen sich deuten lassen wird.

Geht man bei den Versuchen nicht von den schon bekannten Teiltönen aus, sondern sucht man die verschiedenen Töne ohne Kenntnis des

Grundtones auf, indem man bei kontinuierlicher veränderter Luftgeschwindigkeit die verschiedenen Töne bestimmt, so ergeben sich dabei des öfteren Töne, die nicht ganze Vielfache eines Grundtones sind, während andere Teiltöne ausfallen, nicht ansprechen. Das zeigt die folgende Tabelle des schon herangezogenen Rohres von 101,2 cm Länge vom Typus B ($\bar{w} = 3{,}44$; $q' = 0{,}507$).

Tabelle II.

Tonhöhe	Luftmenge cm³/sec	$\frac{Z \cdot w}{q'}$	Entspr. Teilton von 104	Abweichung in Proz.
1146	156	1058	11 (= 1144)	−7,5
1266	179,4	1217	12 (= 1248)	−2,4
1406	205,7	1396	14 (= 1456)	−4,2
1577	233,3	1581	15 (= 1560)	+1,2
1097	248,6	1687	16 (= 1664)	+1,7
1797	277,2	1880	17 (= 1768)	−6,2
2124	308,8	2094	?	?
2292	333	2269	22 (= 2288)	−7,2
2409	371,1	2514	23 (= 2392)	+5
2722	411,8	2790	26 (= 2704)	+7
2893	437	2960	28 (= 2912)	+1,8

Die Teiltöne von 104 der Spalte 4 sind so gewählt, daß sie den gemessenen Tonhöhen der Spalte 1 möglichst nahe kommen. Spalte 5 enthält die Abweichung der aus der Stoßzahl berechneten Tonhöhe in Spalte 3 von diesen Teiltönen. Man sieht, daß die Stoßzahlen oft mit andern Teiltönen besser übereinstimmen würden; z. B. 1058 mit Teilton 10 (= 1040) oder 2514 mit Teilton 24 (= 2496); d. h. trotzdem die Zahl der Stöße mit einem Teilton sich fast deckt, spricht das Rohr auf einen benachbarten an, der aus irgendwelchen Gründen, die wohl in der ungleichmäßigen Beschaffenheit des Rohres liegen, leichter angeregt werden kann. Töne, die den Teiltönen 13, 18 bis 21, 24 und 27 entsprechen, sind gar nicht zur Beobachtung gekommen. Und der beobachtete Ton 2124 liegt fast in der Mitte zwischen den Teiltönen 20 (= 2080) und 21 (= 2184). Die in der Tabelle enthaltenen Beobachtungen wurden bei zunehmendem Luftstrome gemacht; beobachtet man bei Verminderung des Luftstromes, so decken sich die meisten der beobachteten Zahlen, doch nicht alle und die Abweichungen sind größer als die Fehlerquellen beim Bestimmen der Tonhöhe. Tabelle I zeigt zum Teil (in den Stoßzahlen) diese Erscheinung. Als exakte Musikinstrumente, von denen genaue Tongabe verlangt wird, sind die Röhren also nicht zu brauchen.

Bei den bisher wiedergegebenen Beobachtungsreihen war immer Wert darauf gelegt worden, daß die gemessenen Töne rein, ohne Geräuschcharakter, ohne Zwitschern auftreten; im Übergangsgebiet zwischen den einzelnen Tönen wurde nicht gemessen. Die in Tabelle II zutage tretenden Unsicherheiten ließen aber gerade die Untersuchung der Übergangsgebiete wünschenswert erscheinen.

Was bei solchem Versuch in Erscheinung tritt, mag wieder an dem Rohr des Typus A von 50 cm Länge der Tabelle I gezeigt werden. Der tiefste Ton, der beim Betriebe mit Druckluft deutlich hörbar ist, hat 1076 Schwingungen. Dabei strömen in der Sekunde 120,8 cm³ durch das Rohr und dem entsprechen nur 919,5 Strahlstöße in der Sekunde. Vergrößert man nun den Luftstrom, so bleibt der Ton merklich konstant, erhöht sich dann langsam etwa bis zur Tonhöhe 1111 bei 147 cm³/sec (1119 Stöße). Bei dieser Luftstromstärke tritt plötzlich zum Tone 1111 der Ton 1282 hinzu, beide ertönen gleichzeitig. Bei weiterer Vermehrung der Luftstromstärke verschwindet 1111 bald, der obere Ton wird rein, erhöht sich bei 179 cm³/sec (1369 Stöße) auf 1343 Schwingungen; gleich darnach aber, bei 193,1 cm³/sec (1469 Stößen) tritt zu ihm, noch während er klingt, der Ton 1636, wird rein, erhöht sich bis 1677, wo wiederum der nächsthöhere zu ihm tritt und so weiter. Genau die analoge Erscheinung wiederholt sich immer auch bei den hohen Teiltönen, nur wird in den höheren Lagen das Umkippen noch geräuschartiger, die Töne bekommen den Charakter des Zwitscherns und beim gleichzeitigen Erklingen zweier Töne kommt noch, äußerst deutlich hörbar, ihr tiefer Differenzton hinzu.

Die diskreten Töne also, die man im allgemeinen erhalten kann, sind die reinen Töne zwischen zwei solchen Umkippstellen. Sie sind in ihrer Höhenlage nicht absolut fest, sie geben etwas nach je nach der Luftzufuhr. Beim Anblasen mit dem Munde stellt man ganz unwillkürlich die Luftzufuhr so ein, daß der Ton möglichst rein erklingt. Auch mit dem Gebläse ist es nicht möglich, jeden beliebigen Ton durch Veränderung der Luftzufuhr zu erzeugen, die Teiltöne, die den Dimensionen des Rohres entsprechen, sind immer bevorzugt.

Diesem Ergebnisse, daß die Teiltöne des Rohres und damit seine Dimensionen für die erhaltenen Töne maßgebend sind, scheint folgender Versuch zu widersprechen. Steckt man über das freie (nicht in der Wulfschen Flasche befindliche) Ende des Spiralschlauches eine gut passende Messingröhre und läßt diese um immer größer werdende, meßbare Beträge über das Schlauchende hervorragen, so wird man geneigt sein, wegen der Verlängerung der Pfeife eine Vertiefung des Tones zu erwarten. Der Versuch aber ergibt folgendes: Der Luftstrom sei zunächst so eingestellt, daß das unverlängerte Rohr

von 50 cm Gesamtlänge den Ton 2190 ergibt, den achten Teilton des Rohres. Verlängert man nun das Rohr, so wird der Ton nicht merkbar geändert bis zur Länge 52,5 cm; da wird er schnell höher (2455) und kippt bei 53,1 plötzlich auf 2498, den neunten Teilton um. Diesen Ton behält die Pfeife recht rein bei bis zur Länge 54,9 cm; bei dieser Länge springt der Ton auf 2190 zurück. Nun bleibt die Tonhöhe bis zur Länge 56,5 konstant, wird dann unsicher, höher, erreicht bei der Länge 59 wieder 2455 und springt bei 60,2 auf 2498, bei 61,2 aber wieder auf 2190 zurück. Danach schiene die Tonhöhe zum mindesten in diesem Bereiche wenig durch die Länge der Pfeife beeinflußt zu werden. Doch darf man nicht übersehen, daß diese Anordnung keine reinen Versuchsbedingungen gibt. Denn mit dieser Art der Verlängerung ist eine bedeutende Querschnittsänderung der Pfeife verknüpft und nach früheren Versuchen des Verfassers und Erweiterung derselben durch H. G. Joseph[1]) ist in diesem Falle tatsächlich zunächst eine Erhöhung des Tones zu erwarten. Rechnerisch läßt sich der Vorgang nach den dort gegebenen Formeln aber kaum verfolgen, da sich Lage der Querschnittsänderung und Pfeifenlänge gleichzeitig ändern.

Bei konstanter Luftzufuhr kann der Ton des Metallrohres auch dadurch sprungweise verändert werden, daß man den Metallschlauch biegt. Das 101,2 cm lange Rohr gab, wenn 335 cm³/sec Luft hindurchgetrieben wurden, den Ton 2292, wenn es gerade ausgestreckt lag. Bog man es zu einem Halbkreise, so sprang der Ton auf 2409 (den 23. Teilton, den das gerade Rohr überhaupt nicht wiedergab), bog man es zum Vollkreise, erhöhte er sich sprungweise auf 2690, bei weiterer Krümmung, bis drei Halbkreise der Rohrlänge entsprachen, erhielt man auch noch den Ton 2895. Maßgebend für diese Tonerhöhungen ist die Verkleinerung des Querschnitts und die damit verbundene Vergrößerung der Stoßzahl des Strahles gegen die Windungen.

Zusammenfassung.

Die Töne, die beim Blasen durch Metallschläuche mit eingedrücktem Spiralgange entstehen, sind bedingt durch die Zahl der Windungen, die in der Zeiteinheit von der durchströmenden Luftmenge getroffen werden. In Röhren fest gegebener Länge sind aber nicht alle Töne möglich, es treten nur jene rein und kräftig auf, die ganze Vielfache eines durch die Dimensionen des Rohres gegebenen Grundtones sind. Dieser Grundton liegt erheblich tiefer als der Grundton eines gleich langen Rohres ohne eingedrückte Spirale. Der Unterschied zwischen beiden könnte erst durch weitere Versuche über die Wirkung wiederholter Querschnittsänderungen auf die Tonhöhe einer Pfeife geklärt werden.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 19. September 1922.)

1) P. Cermak, Ann. d. Phys. **53**, 67, 1917; H. G. Joseph, Dissertation. Gießen 1921.

Über den Einfluß des Dopplereffekts auf spektroskopische Feinstrukturen und seine Elimination.

Von Nikhilranjan Sen.

1. Die Intensitätsverteilung in einer Spektrallinie, die durch den Dopplereffekt verbreitert erscheint, wird bekanntlich durch die Formel:

$$\mu = \frac{a}{\sqrt{4\pi\varkappa t}} \cdot e^{-\frac{(x-x_1)^2}{4\varkappa t}}$$

(t = absolute Temperatur) dargestellt, ist also ganz analog der Temperaturverteilung eines Wärmepols in einem Medium von der Temperaturleitfähigkeit $\varkappa$ nach Ablauf der Zeit t. Treten mehrere Spektrallinien zu einem engen Feinstrukturgebilde zusammen:

$$\mu = \frac{a}{\sqrt{4\mu\varkappa t}} \cdot \sum_i a_i e^{-\frac{(x-x_i)^2}{4\varkappa t}}$$

wie z. B. in der Balmerserie, so werden die Maxima der Intensitätsverteilungskurve von den Stellen x_i der unverbreiterten Linien abweichen; bei einem Dublett z. B. werden sie zusammenrücken[1]). Nun wird es praktisch meistens ausreichen, die Auflösung der Beobachtungskurve in einzelne exponentielle Komponenten graphisch (nach Augenmaß) vorzunehmen, zumal die Meßgenauigkeit der Intensitätsverteilung beschränkt ist. Trotzdem wird man bei der grundsätzlichen Bedeutung der Feinstrukturfragen ein von Willkür freies Rechenverfahren nicht als überflüssig ansehen, welches gestattet, aus einer empirisch gegebenen Intensitätsverteilung auf die Örter x_i der ideal scharfen Feinstrukturkomponenten zu schließen. Wie Herr Professor Sommerfeld im Anschluß an einen Vortrag von Herrn Oldenberg bemerkte, läßt sich ein solches objektives Verfahren mittelst der oben erwähnten Analogie zu Wärmeleitungsproblemen gewinnen. Es handelt sich nämlich einfach um

1) Vgl. O. Oldenberg, Ann. d. Phys. **67**, 253. 263, 1922.

die Aufgabe, aus einer gegebenen Temperaturverteilung auf die zeitlich vorangegangenen Temperaturverteilungen zu schließen.

2. Die gesuchte Verteilung $\mu(x,t)$ genügt der Differentialgleichung der Wärmeleitung:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \varkappa \cdot \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2}.$$

Die bekannte Darstellung:

$$\mu(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\varkappa t}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\xi,0) \cdot e^{-\frac{(\xi-x)^2}{4\varkappa t}} d\xi, \qquad (1)$$

welche aus der Fourierschen Darstellung durch Ausführung einer Integration hervorgeht und die Temperaturverteilung zur Zeit t aus einer Summe von „Wärmepolen" $\mu(\xi,0)\,d\xi$ zur Zeit $t = 0$ entstanden denkt, läßt sich, wenn $\mu(\xi,0)$ in eine Taylorsche Reihe nach Potenzen von $(\xi - x)$ entwickelt werden kann, ausrechnen zu:

$$\mu(x,t) = \mu(x,0) + \varkappa t \cdot \frac{\partial^2 \mu(x,0)}{\partial x^2} + \frac{(\varkappa t)^2}{2!} \frac{\partial^4 \mu(x,0)}{\partial x^4} + \cdots \qquad (2)$$

Die Reihe (2) ist, im Gegensatz zum Integral (1), auch für negative t verwendbar. Daß sie ein Integral der Wärmeleitungsgleichung darstellt, verifiziert man leicht auch unmittelbar.

Es handelt sich nun darum, die empirisch gegebene Intensitätsverteilung ($t = 0$) durch eine analytische Funktion $\mu(x,0)$ zu approximieren. Wir wählen speziell eine ganze rationale Funktion, welche den Vorteil bietet, daß die Reihe (1) nach einer endlichen Anzahl von Gliedern abbricht. Daß die so definierte Verteilung bei großen und kleinen x ins Unendliche geht, ist für die Berechnung der zeitlich vorangegangenen Verteilungen ($t < 0$) belanglos, wie physikalisch einleuchtet.

3. Für die Berechnung des Polynoms $\mu(x,0)$ erweist sich in diesem Falle die Newton-Gaußsche Interpolationsformel als bequem. Man braucht hierfür die Funktionswerte an einigen äquidistanzen Abszissenpunkten, d. h. bei geeigneter Koordinatenwahl an den Punkten $x = 1, 2, \ldots n$. Besitzt die gegebene Kurve Stellen starker Krümmung, so ist die Forderung der Äquidistanz der Punkte allerdings unbequem und die Lagrangesche Interpolationsformel unter Umständen vorzuziehen; im allgemeinen jedoch ist das Newton-Gaußsche Verfahren viel bequemer, da es die in (2) vorkommenden Differentialquotienten alle auf einmal und überdies für beliebige Grundkurven zu berechnen gestattet. (Manchmal gelingt es, die Abweichung der intrapolierten von der gegebenen Kurve zu verringern, etwa durch Unterdrückung eines Terms höherer Ordnung in x [vgl. (3)].

Wir schreiben die Newton-Gaußsche Formel folgendermaßen:

$$\begin{aligned}\mu(x,0) = {} & C_0 + C_1(x-1) \\ & + C_2(x-1)\cdot(x-2) \\ & + C_3(x-1)(x-2)(x-3) \\ & + \cdots + C_n \Pi(x-\varkappa).\end{aligned} \qquad (3)$$

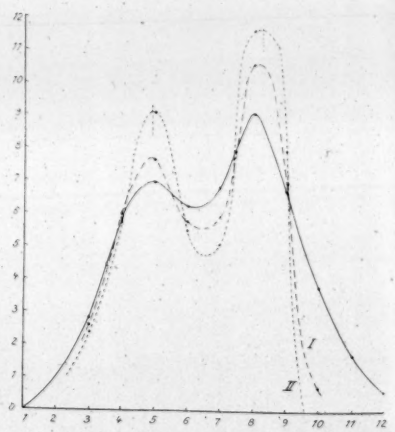
Die Berechnung der Differentialquotienten in (2) geschieht gesondert für jedes Glied in (3). Man erhält z. B. den zweiten Differentialquotient von $\Pi(x-\varkappa)$ für $x = 3$, indem man in dem Produkt

$$(2)\cdot(1)\cdot(0)\cdot(-1)\cdot(-2)\cdot(-3)\cdot(-4) \qquad (4)$$

je zwei von den sieben Faktoren wegläßt und die entstehenden $\binom{7}{5}$ Produkte mit 2! multipliziert und addiert; oder indem man, was wegen der Faktoren (0) auf dasselbe hinauskommt, in dem Produkt

$$(2)\cdot(1)\cdot(-1)\cdot(-2)\cdot(-3)\cdot(-4) \qquad (5)$$

je einen von den sechs Faktoren wegläßt und die entstehenden sechs Produkte mit 2! multipliziert und addiert. Analog erhält man den vierten Differentialquotient aus dem Produkt (5) durch Auslassung je dreier Faktoren, Addition der entstehenden Produkte und Multiplikation mit 4! Geht man in (3) von einem Gliede zum folgenden über, so kann man die vorangegangenen Rechnungen wieder benutzen. Für die zweiten Differentialquotienten z. B. hat man:



$$\frac{\partial^2 \Pi(x-\varkappa)}{\partial x^2} = (x-n)\cdot \frac{\partial^2 \Pi(x-\varkappa)}{\partial x^2} + 2\cdot \frac{\partial \Pi(x-\varkappa)}{\partial x}.$$

4. Die beigegebene Figur zeigt das Ergebnis der numerischen Auswertung an einer Intensitätskurve, die Herr Oldenberg (l. c.) von dem H_α-Dublett erhalten hat; dieselbe besitzt zwei wohlausgebildete Maxima und ein Minimum. Die punktierten Kurven stellen die berechneten Intensitätsverteilungen für niedrigere Temperaturen dar und zwar Kurve I und II bzw. für $\varkappa t = -0{,}2$ und $-0{,}3$. Die Maxima rücken mit wachsendem t deutlich auseinander. Die strenge Zurückführung auf diskrete Intensitätsverteilungen, wie sie theoretisch beim absoluten Nullpunkt der Temperatur erwartet werden dürfen, ist natürlich mit Hilfe der nur angenähert gültigen Darstellung (3) nicht möglich. Jedenfalls aber wird die Aufsuchung der idealscharfen Intensitätsverteilung durch unsere Methode gefördert, da die zeitlich zurückverlegten Temperaturkurven die Lagen der Maxima mit geringerer Unsicherheit erkennen lassen als die ursprüngliche Beobachtungskurve.

(Eingegangen 19. September 1922.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN LEIPZIG VOM 17.—24. SEPTEMBER 1922.

Max Wien (Jena), Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken.

Wir sind gewöhnt, die Bewegung der elektrolytischen Ionen beim Stromdurchgang als schneckenhaft langsam anzusehen, beträgt doch für 1 Volt Spannung auf ein Zentimeter die Geschwindigkeit des Chlorions 2,5 cm in der Stunde und das schnellste Ion, das des Wasserstoffs, legt nur 3,26 100 mm in der Sekunde zurück. Es fragt sich, ob für sehr viel höhere Felder die Geschwindigkeit proportional der Kraft anwächst, also das Ohmsche Gesetz noch erhalten bleibt. In einem Felde von 10^6 Volt/cm würde das H-Ion dann nicht mehr eine schneckenhafte Bewegung machen, sondern die Geschwindigkeit eines D-Zuges erreichen.

Rechnerisch kann man an die Frage auf Grund der Grenzformeln des Stokesschen Gesetzes herantreten. Nimmt man[1] den Atomradius zu 10^{-8} cm an, so würde das Stokessche und damit das Ohmsche Gesetz auch für diese großen Geschwindigkeiten noch gelten. Es ist jedoch fraglich, ob man das Stokessche Gesetz auf Atome anwenden darf, bei denen doch sicher die Voraussetzungen, für die es abgeleitet ist, nicht erfüllt sind; kugelförmig z. B. ist ein Atom sicher nicht.

Auf der anderen Seite hat Lenard[1]) gaskinetische Betrachtungen auf die Ionenbewegung der Flüssigkeiten übertragen und kommt dabei zu dem Ergebnis, daß für Feldstärken von 10^6 Volt/cm für das H-Ion schon Abweichungen von einigen Promille von dem Ohmschen Gesetz sich zeigen müßten, die dann schnell mit dem Quadrat der Feldstärke anwachsen würden. Da naturgemäß bei unserer geringen Kenntnis der Konstitution der Flüssigkeiten auch die Voraussetzungen der Lenardschen Rechnung unsicher sind, so erschien eine experimentelle Prüfung wünschenswert. Über dahingehende Versuche soll im Folgenden berichtet werden. Herrn stud. Meißer, der mir bei diesen Versuchen treu geholfen hat, sage ich auch an dieser Stelle herzlichen Dank.

Grundlagen der Methode. Die Erzeugung eines Feldes von 100000 Volt/cm und mehr ist an sich nicht schwierig. Schwierig ist es jedoch, eine Widerstandsmessung des Elektrolyten, der sich in dem Felde befindet, anzustellen, ohne daß der Widerstand sich während der Messung durch elektrolytische und vor allem durch Wärmewirkungen erheblich ändert. Um die Wärmewirkung zu vermindern, muß man das Feld nur ganz kurze Zeit bestehen lassen. Eine sehr kurze Dauer des Feldes ist nur bei Kondensatorentladungen erreichbar, wobei die Dauer auf kleine Bruchteile eines Millionstel einer Sekunde beschränkt werden kann. Die Messung des Widerstandes erfolgt dann durch Beobachtung des Stromeffekts einer einzelnen Funkenentladung mit Thermoelement und Galvanometer. Die sehr einfache Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Schaltet man in den Kondensatorkreis einmal den zu untersuchenden Widerstand und dann

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 41, 53, 1913.

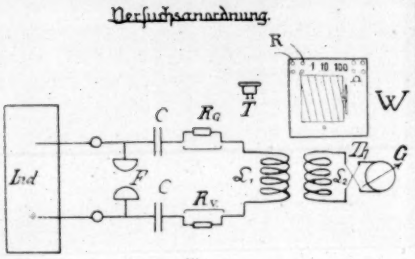


Fig. 1.

einen konstanten Vergleichswiderstand ein, die beide bei Messung mit der Kohlrauschschen Brücke einander gleich sind, so muß der Stromeffekt bei der Kondensatorentladung für die beiden Widerstände ein verschiedener sein, wenn das Ohmsche Gesetz für den zu untersuchenden Widerstand nicht mehr gilt.

Die Feldstärke braucht für die Prüfung des Ohmschen Gesetzes mittels dieser Vergleichsmethode nicht bekannt zu sein, man muß jedoch ihren Wert annähernd kennen, um angeben zu können, für welche Größenordnung der Feldstärke das Ohmsche Gesetz noch gilt.

Um eine hohe Feldstärke zu erzielen, muß einmal eine große Potentialdifferenz angewandt werden, und dann muß diese auf eine kurze Strecke wirken. Die Potentialdifferenz am Widerstand (V_R) ist vom Funkenpotential (V_0) abhängig, jedoch stets kleiner als dieses. Um wieviel, hängt von dem Dekrement ab. Für den aperiodischen Grenzfall der Kondensatorentladung ist V_R z. B. theoretisch 73 Proz. des Funkenpotentials.

In der Fig. 2 sind durch die Kurve die theoretischen Werte gegeben, wobei als Ordinate V_R/V_0, als Abszisse die Dekremente aufgetragen sind. Die Punkte unter der Kurve sind

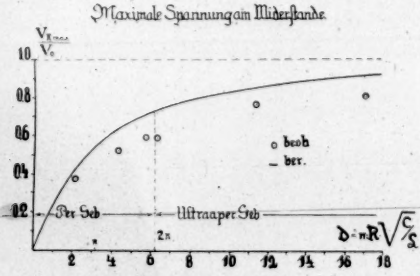


Fig. 2.

die experimentell ermittelten Werte; sie liegen unter der theoretischen Kurve, weil außer dem zu messenden Widerstand in dem Schließungskreis noch andere bei der Berechnung vernachlässigte Widerstände vorhanden sind, insbesondere der Funkenwiderstand. In der Regel wurde mit einem Dekrement um π herum gearbeitet, wofür die Höchstspannung an dem Widerstand etwa 40 Proz. der Funkenspannung betrug.

Dies ist der Höchstwert der Spannung, es kommt für die Versuche außerdem darauf an, daß die Spannung während der Kondensatorentladung möglichst lange in der Nähe dieses Höchstwertes bleibt. Am günstigsten wäre es natürlich, wenn man eine kurze Zeit eine konstante Spannung anlegen könnte, was selbstverständlich nicht möglich ist. Wohl aber ist es erreichbar, daß man sich ein Dekrement aussucht, bei dem der größte Teil des Stromeffekts während hoher Werte der Spannung entsteht. Die oberen Kurven der Fig. 3 er-

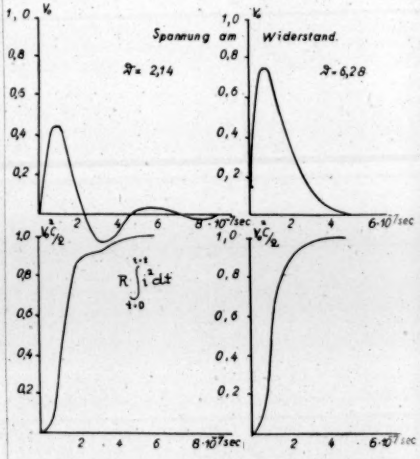


Fig. 3.

läutern den Verlauf der Spannung am Widerstand für die Dekremente 0,68 π und 2 π, darunter ist der Verlauf des Stromeffekts dargestellt. Man kann daraus entnehmen, daß für diese Werte über 70 Proz. des Stromeffekts auf die Zeit entfällt, während der das Potential innerhalb 80 Proz. des Maximalwertes liegt. Größere und kleinere Dekremente sind weniger

günstig. In diesem Bereich des Dekrementes, also um π herum, wurde gearbeitet.

Das Widerstandsgefäß. Es konnte nicht etwa der Elektrolyt einfach zwischen zwei nahe beieinander befindliche Elektroden (Fig. 4a) gebracht werden, da dann infolge der elektrolytischen Wirkungen an den Elektroden eine Widerstandsmessung unmöglich gewesen wäre. Zunächst wurde eine kurze Kapillare zwischen zwei weiten Glasgefäßen (vgl. Fig. 4b) ange-

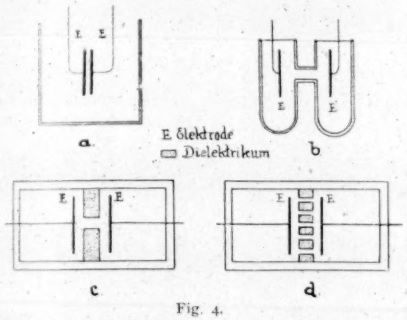


Fig. 4.

wandt. Das starke Feld ist nur an der Kapillare vorhanden, in der Nähe der großen Elektroden ist Feld und Stromdichte klein, sodaß der Einfluß der Elektroden unmerklich war. Später wurde zu immer kürzeren Strecken übergegangen, um zu höheren Feldstärken zu gelangen. Schließlich von nur 1 mm Länge und darunter. Dazu wurden anstelle von Kapillaren Platten aus Hartgummi oder Cellon benutzt, in die Löcher gebohrt waren (Fig. 4c). Die Löcher mußten entsprechen der geringen Dicke der Platte, nur sehr kleine Durchmesser haben, bis zu 0,3 mm herab, um zu verhindern, daß der Ausbreitungswiderstand neben dem Lochwiderstand allzu groß wurde. Damit nun bei der geringen Flüssigkeitsmenge die Erwärmung nicht zu sehr wuchs, wurde nicht ein Loch, sondern viele Löcher, bis zu 800, in die Platten nebeneinander gebohrt (Fig. 4d), was, solange die Löcher nicht zu nahe aneinanderliegen, keine wesent-

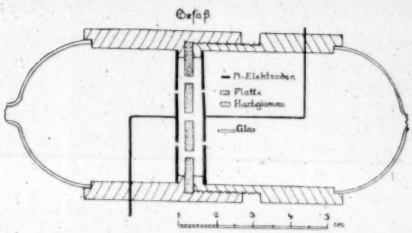


Fig. 5.

liche Änderung der Spannungsverteilung bewirkt. Das schließlich benutzte Gefäß hatte die in Fig. 5 bezeichnete Form. Es bestand aus Hartgummi, an beiden Seiten waren Glaskuppen angebracht, durch die man eine eventuelle Funkenbildung beobachten konnte. Die platinierten Platinelektronen wurden möglichst nahe an die Platte herangerückt. Es gelang, in dieser Art die Feldstärke an den Löchern bis über 10^6 Volt/cm zu steigern, jedoch wurden die Beobachtungen hier schon sehr unsicher; sodaß ich bei meinen eigentlichen Messungen nicht über 500000 Volt/cm hinausgegangen bin.

Störend waren die häufig eintretenden Durchschläge und Funken. Bei dünnen Platten durchschlug der Funke oft zwischen den Löchern das Dielektrikum, oft traten aber auch Gleitfunken in und in der Umgebung der Löcher auf, wobei Gasentwicklung zu beobachten war. Ein Durchschlagen der Flüssigkeit selbst habe ich trotz der hohen Feldstärken nicht feststellen können. Das Auftreten der Funken konnte entweder direkt an der Lichtwirkung oder an der durch sie bewirkten starken Unregelmäßigkeit der Beobachtungswerte erkannt werden. Schließlich auch nach dem Versuch an den Spuren der Funkenentladungen an den Platten in der Umgebung der Löcher.

Gang eines Versuches (vgl. Fig. 1). Das Gefäß Rg wurde abwechselnd mit einem Vergleichswiderstand R_1 in den Kondensatorkreis eingeschaltet, und der Stromeffekt bei Funkenentladung beobachtet. Tabelle 1 gibt

Tabelle 1. Beispiel einer Meßreihe.

NaCl. $L = 10^4$ cm. $C = 3{,}3 \cdot 10^{-18}$. $d = 1{,}0$ cm.

α_1	α_G	α_2		
71,8	70,0	68,6	$R_1 = 85{,}4$ Ohm	
71,7	69,8	69,1	$R_2 = 87{,}7$ „	$\Delta G = -2{,}1$ Ohm
71,8	70,2	69,0	$G' = 86{,}9$ „	$y = +2.4$ Proz.
71,2	70,3	69,4	$G = 89{,}0$ „	
72,0	70.2	69,2		
71.7	70,1	69,1		

eine Versuchsreihe wieder. Dabei wählt man den Vergleichswiderstand so, daß der Galvanometerausschlag einmal etwas größer (a_1), das andere Mal etwas kleiner (a_2) ist, als der beim Gefäß (a_G) und interpoliert daraus den Gefäßwiderstand G. In der Regel wurden 5—10 Funkenentladungen beobachtet. Die Widerstandsmessung mit der Kohlrauschschen Brücke ergibt dann den wahren Widerstand G und damit den Unterschied des Widerstandes bei der Kondensatorentladung gegenüber dem normalen Wert des Widerstandes. In dem vorliegenden Fall beträgt die Differenz gegenüber der normalen Leitfähigkeit + 2,4 Proz. In den Kurven (Fig. 6) sind zwei volle Versuchsreihen

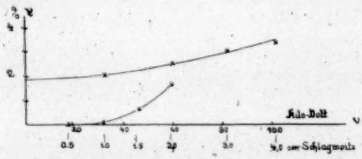


Fig. 6.

für verschiedene Funkenpotentiale eingezeichnet, als Ordinate die obige prozentuale Differenz der Leitfähigkeit γ, als Abszisse die Funkenpotentiale. Die untere stärker gekrümmte Kurve zeigt, daß für niedrige Potentialdifferenzen keine Widerstandsdifferenzen auftreten, für höhere nimmt jedoch die Leitfähigkeit zu, entsprechend der Erwärmung des Elektrolyten während der Entladung. Bei dem durch die obere Kurve dargestellten Versuch ist der Kondensator wesentlich kleiner, etwa 6 bis 7 mal so klein gewählt worden. Die Krümmung ist entsprechend der kleineren Wärme geringer, dafür geht hier die Kurve nicht mehr durch den Nullpunkt, sondern ist als ganze nach oben verschoben. Der Grund dieser Verschiebung liegt darin, daß bei diesen, infolge der kleinen Kapazität sehr schnellen Entladungen die Verschiebungsströme neben den Leitungsströmen sich bemerkbar machen. Die Platte wirkt wie ein Kondensator, der dem Widerstand der Löcher parallel geschaltet ist. Der Galvanometerausschlag wird dadurch vergrößert, der Widerstand also scheinbar vermindert. Man kann diese Wirkung kompensieren, indem man dem Vergleichswiderstand ebenfalls einen passenden Kondensator parallel schaltet. Für unsere Versuche ist diese Erscheinung nicht gefährlich, da sie unabhängig von dem Funkenpotential ist, also nur eine Parallelverschiebung der ganzen Kurve bedingt. Immerhin wurde es vermieden, sie größer als höchstens 10 Proz. werden zu lassen, was man

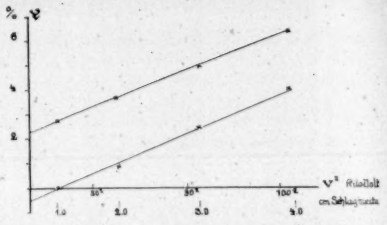


Fig. 7.

durch Wahl eines nicht zu hohen Gefäßwiderstandes erreichen kann. In Fig. 7 ist eine Versuchsreihe dargestellt, wobei als Ordinate wieder die Differenz γ, als Abszisse aber das Quadrat des Funkenpotentials aufgetragen ist. Die obere Linie ist ohne kompensierende Kapazität, die untere mit kompensierender Kapazität aufgenommen, die Kurve geht nicht ganz genau durch den Nullpunkt, weil die kompensierte Kapazität ein wenig zu groß gewählt war.

Die gefährlichste Fehlerquelle ist die Wärmewirkung; sie ist proportional dem Quadrat der Potentialdifferenz und man könnte annehmen, daß aus dem gradlinigen Verlauf der Kurven in Fig. 7 und 8 zu schließen wäre, daß das Anwachsen der Kurve ausschließlich von der Wärmewirkung herrührt. Das Gefährliche liegt nun darin, daß auch die zu erwartende Abweichung vom Ohmschen Gesetz nach Lenard proportional dem Quadrat des Potentials steigt, sodaß sie nicht von der Wärmewirkung zu unterscheiden wäre. Die anfangs beabsichtigte Berechnung der Wärmewirkung ist aus verschiedenen Gründen unsicher. Es blieb daher nichts übrig, als die beiden Wirkungen experimentell voneinander zu trennen. Das geschah, indem zunächst durch das Gefäß die Entladung eines großen Kondensators bei verhältnismäßig kleiner Spannung hindurchgeschickt wurde, woraus die Wärmewirkung entnommen wurde; dann wurden die eigentlichen Versuche mit einem kleinen Kondensator, also kleiner Wärmewirkung und hohen Spannungen vorgenommen und hieran die Wärmekorrektion auf Grund der Versuche mit dem großen Kondensator angebracht. In Fig. 8 entsprechen die beiden Linien zwei solchen zusammengehörigen Versuchen mit großer und kleiner Kapazität. Immerhin ist auch diese Art der Berechnung der Wärmewirkung nicht völlig sicher und es wurde deshalb die Wärmewirkung so weit als irgend möglich heruntergedrückt, sodaß sie nicht mehr als höchstens 5 Proz. betrug und nur eine verhältnismäßig kleine Korrektion dafür anzubringen war.

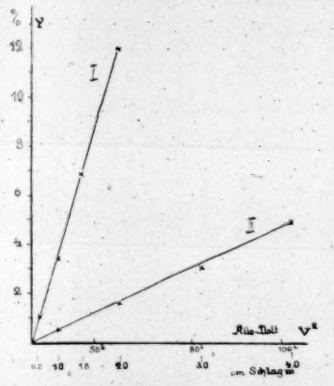


Fig. 8.

In Tabelle II ist eine derartige Versuchsreihe mit Temperaturkorrektion angeführt. Δy ist also die nach der Temperaturkorrektion

Tabelle II.

NaCl. $C = 5 \cdot 10^{-19}$.

d cm	y beob.	y ber.	Δy
1,0	0,57	0,52	0,0
2,0	1,57	1,81	−0,2
3,0	2,95	3,53	−0,6
4,0	4,92	5,30	−0,4

übrigbleibende Differenz zwischen der Leitfähigkeit bei der Kondensatorentladung und der mit der Kohlrauschschen Brücke gemessenen.

In der Tabelle III sind endlich die Resultate einiger endgültiger Versuche enthalten,

Tabelle III.

d cm	$\mathfrak{E}$ KV/cm	$\Delta' y$ *NaCl*	$\Delta' y$ H_2SO_4	$\Delta' y$ *NaCl* + Zucker
1,0	137	0,0	+0,1	−0,3
2,0	255	−0,2	−0,1	+0,3
3,0	352	−0,6	−0,2	−0,3
4,0	436	−0,4	+0,1	+0,2

in denen nur die Differenzen Δy aufgeführt sind, welche nach der Temperaturkorrektion übrig bleiben. Die Versuche beziehen sich auf Kochsalzlösung, Schwefelsäure und Kochsalzlösung mit gleichzeitigem Zusatz von 47 Proz. Rohrzucker, um die innere Reibung des Lösungsmittels zu vermehren. Unter $\mathfrak{E}$ sind die berechneten Feldstärken in Kilovolt/cm angegeben, die also bei diesen Versuchsreihen bis zu 436000 Volt je cm gehen.

Wie man aus dem angeführten Schlußergebnisse sieht, halten sich die Differenzen durchweg unter 1 Proz.; sie liegen innerhalb der Versuchsfehler und zeigen keinen Gang. Andere Versuche ergaben entsprechende Resultate. Ich glaube, damit den Beweis geführt zu haben, daß bis zu Feldstärken von etwa 500000 Volt/cm das Ohmsche Gesetz für Elektrolyte bis auf 1 Proz. gültig bleibt. Darin liegt eine qualitative Bestätigung der Lenardschen Theorie, eine quantitative Prüfung war leider nicht möglich, da ich weder die Feldstärken, noch die Meßgenauigkeit zu steigern vermochte.

Zum Schluß möchte ich noch auf eine Eigentümlichkeit hinweisen, die bei den Versuchen hervorgetreten ist. Der Versuch, die Wärmewirkung zu berechnen, führte nicht zum Ziel, weil man dabei nicht die normalen Temperaturkoeffizienten benutzen konnte. Die Gründe dürften folgende sein: Die Erwärmung erfolgt hier durch das sich bewegende Ion und breitet sich in seiner Umgebung zeitlich aus. Das Ion bewegt sich also gewissermaßen in seiner eigenen Temperaturatmosphäre. Ferner muß die Energieabgabe des Ions während seiner Bewegung auch die Bewegung selber beeinflussen. Mit Untersuchungen hierüber bin ich noch beschäftigt; leider ist die Theorie noch nicht so weit durchgebildet, daß sie dabei als Wegweiser dienen könnte.

Diskussion.

A. Hagenbach-Basel fragt, ob durch diese Versuche nicht auch bewiesen ist, daß die bewegten Ionen keine bevorzugte Richtung, etwa der Rotationsachse, gegen die Bewegungsrichtung aufweisen, weil ja doch die Orientierung eine Funktion der Feldstärke sein müßte.

Wien: Ich kann im Augenblick nicht übersehen, ob die Versuche so weitgehende Schlüsse auf die Form der Atome zulassen.

M. Baltruschat und H. Starke (Aachen), Über sekundäre Kathodenstrahlung.

Vorwort (H. Starke).

Eine Entgegnung an Herrn P. Lenard.

Herr Lenard hat in seiner in den Abhandlungen der Heidelberger Akad. d. Wiss. (fünfte Abhandlg. 1918) veröffentlichten Monographie „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten“ an einer Reihe von Arbeiten,

welche zum Teil im Physikalischen Institut der Berliner Universität über Kathodenstrahlen ausgeführt worden sind, eine in kränkender Form gehaltene, sehr abfällige Kritik geübt. Daß diese bisher unwidersprochen geblieben ist, ist sicherlich nicht als ein Eingeständnis der Berechtigung der Lenardschen Angriffe anzusehen. Mir war es vielmehr von vornherein klar, daß diese sämtlich unberechtigt und unhaltbar sind. Indessen konnte eine zurückweisende Antwort nicht eher erfolgen, als neue Experimentaluntersuchungen die Angelegenheit genügend geklärt hatten. Ich habe deswegen im Aachener Institut mit einer Wiederholung der kritisierten Arbeiten begonnen, welche deswegen nicht überflüssig erscheinen mag, weil sie mit den modernen Hilfsmitteln ausgeführt, nicht nur geeignet ist, die aufgeworfenen Streitfragen zu entscheiden, sondern auch in quantitativer Weise wesentlich weiter zu gehen, als es damals vor etwa zwei Dezennien möglich war. Unter der sorgfältigen Mitarbeit von Frl. Studienassessor M. Baltruschat ist nunmehr die erste dieser Untersuchungen abgeschlossen, die im folgenden mitgeteilt wird, und die vor allem eine Widerlegung der Lenardschen Einwände gegen meine gemeinsam mit L. Austin ausgeführte Arbeit über sekundäre Kathodenstrahlung (Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 4, 106, 1902; Ann. d. Phys. **9**, 271, 1902) bezweckt. Um diese Mitteilung frei von Polemik und rein sachlich gestalten zu können, erlaube ich mir in diesem Vorwort kurz auf die Einwände des Herrn Lenard einzugehen.

Am Beginn seiner Schrift eröffnet Herr Lenard einen heftigen Feldzug gegen die Verwendung der Influenzmaschine bei quantitativen Messungen über Kathodenstrahlen. Der Grund für die Unbrauchbarkeit dieser Maschine sei: sie gäbe keine konstante Spannung. Die Entladung sei vielmehr diskontinuierlich und fortdauernd durch ungewollte Wellenstörungen beeinträchtigt, derart, daß ein statisches Instrument überhaupt gar nicht die richtige Spannung abzulesen gestatte (S. 26, 28). Ich möchte demgegenüber auf die präzisen Messungen von W. Kaufmann[1]), W. Kaufmann und E. Aschkinaß[2]), S. Simon[3]), W. G. Cady[4]) über die Gesetze der magnetischen, elektrostatischen Ablenkung und der Wärmewirkung von Kathodenstrahlen hinweisen, die sämtlich mit der Influenzmaschine gemacht sind. Ich glaube nicht, daß z. B. Kaufmann die magnetische Ablenkung als $1/V$ proportional hätte finden können, wenn dieses V eben nicht einwandfrei meßbar gewesen wäre. Über die gleichartigen Messungen J. J. Thomsons[1]) setzt sich Herr Lenard etwa damit hinweg, daß eine blinde Henne auch zufällig einmal ein gutes Korn finden kann. Es hat nach Herrn Lenards Ansicht (S. 22) Herr J. J. Thomson durch besonderes Geschick oder Glück — aber auch nicht immer — den Täuschungen seiner ‚unreinen Versuche' zu entrinnen gewußt". Wodurch, bleibt Geheimnis. Bekannte Präzisionsarbeiten an Kanalstrahlen sind mit der Influenzmaschine von W. Wien ausgeführt worden. Im Heidelberger Institut selbst hat Herr A. Becker für seine sorgfältig ausgeführten und von Herrn Lenard auch besonders anerkannten Untersuchungen an Kathodenstrahlen zu elektrischen Ablenkungsmessungen die Töplersche Influenzmaschine als Spannungsquelle benutzt, deren 12000 Volt-Spannung auf 300 Volt genau gemessen wurde. Die vielfachen Messungen über die Veränderlichkeit von $\frac{e}{m}$ mit der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen (Starke, Proctor, Hupka, Guye und Ratnewsky, Guye und Lavanchy) wären mit der Influenzmaschine bei deren Charakterisierung durch Herrn Lenard vollends unmöglich gewesen. Den Teufel, den Herr Lenard in der Influenzmaschine sieht, treibt er mit Beelzebub aus und will zu quantitativen Messungen den Induktor verwendet wissen. Daß dieser Vorschlag abzulehnen ist, ist m. E. so offenbar, daß hierfür kaum die Gründe genannt zu werden brauchten. Weder ein Mittelwert noch der Scheitelwert der variablen Spannung kann bei Anwendung von Induktor und Unterbrecher mit einem Meßinstrument bestimmt werden. Eine Anwendung der elektrometrischen oder galvanometrischen Methode zur Intensitätsbestimmung ist ebensowenig möglich. Nur höchst ungenaue und undefinierte Mittelwerte können beobachtet werden. Die mit Induktor erzeugten Kathodenstrahlen sind fern von jeglicher Homogenität. Man vergleiche, um dies zu sehen, nur das Bild des magnetisch abgelenkten Leuchtflecks einer guten Braunschen Röhre, die man mit Induktor oder Influenzmaschine speist. Im ersten Fall ein unruhig hin und hertanzendes Leuchtgebilde, im letzten Fall ein völlig scharfer Fleck an theoretisch richtiger Stelle, der von jeglicher Schweifbildung frei ist, wenn die Entladung nicht flackert, d. h. die Röhre richtigen Druck hat und die Maschine sauber arbeitet. Ich verweise hierfür auf die photographischen Ab-

1) Wied. Ann. **61**, 544, **62**, 596, 1897; **65**, 431, 1898.
2) Wied. Ann. **62**, 588, 1897.
3) Wied. Ann. **69**, 589, 1899.
4) Ann. d. Phys. **1**, 678, 1900.

1) Phil. Mag. **44**, 293, 1897.

bildungen elektrisch und magnetisch abgelenkter Leuchtflecke bei Guye und Lavanchy (Mém. de la soc. d. phys. et d'hist. nat. de Genève, vol. 39, fasc. 6, pl. 6, 1921). Die Strahlen wurden mit 8 Platt. Whimshurstmaschine erzeugt. Fig. 1

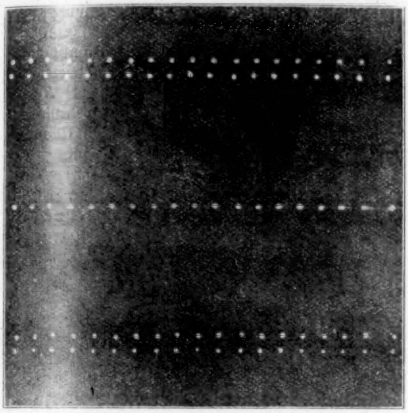


Fig. 1.

gibt eine dieser Abbildungen wieder. Es ist keine Spur einer von Herrn Lenard behaupteten Inhomogenität und Schweifbildung zu bemerken. Ein ablenkendes elektrostatisches Feld, auch mit der Influenzmaschine erzeugt, deflektiert vollkommen konstant und homogen. In einem einfachen Kathodenstrahlrohr mit Auffangzylinder in geerdeter metallischer Schutzhülle (sog. Faradayzylinder) bekommt man bei Verwendung einer Influenzmaschine sehr konstante Galvanometerausschläge ohne die geringsten Störungen. Magnetische Ablenkung der Strahlen bringt den Auffängerstrom augenblicklich auf Null. Jede zufällig einmal vorkommende disruptive Entladung (Wellenstörung) bewirkt einen Stoß im Galvanometer und ist sofort kenntlich. Mit Induktor und Unterbrecher so regelmäßige Entladungen zu erhalten, ist vollständig ausgeschlossen. Den „fortwährend sprunghaften Wechsel von Entladung zu Entladung" gibt Herr Lenard auch selbst zu (S. 24 a) und Anm. 40). Nach allem kann ich mich des Eindrucks nicht erwehren, daß es eine ganz besonders bösartige Influenzmaschine gewesen sein muß, an welcher Herr Lenard die von ihm geschilderten Unzulänglichkeiten hat wahrnehmen müssen.

Herr Lenard behauptet nun, daß die Inhomogenität der mit Induktor erzeugten Strahlen durch ein Aluminiumfenster beseitigt wird. Es ist zwar verständlich, und auch bei radioaktiver und Röntgenstrahlung ein oft benutztes Hilfsmittel, daß eine eingeschaltete Metallfolie den Strahl durch die Zurückhaltung der weicheren Strahlen filtern und homogenisieren muß und die Strahlen, die zur Scheitelspannung gehören, vorzugsweise durchlassen wird. Immerhin ist, wie die allerdings von Herrn Lenard auch wieder angezweifelten und für unsauber und durch Wellenstörungen gefälscht gehaltenen (trotz Aluminiumfenster, nur wegen Influenzmaschine) Versuche von G. E. Leithäuser zeigen, eine sehr erhebliche Inhomogenität vorhanden.

Herr Lenard behauptet weiter, alle unter Benutzung eines durch Metallfolie nicht abgeschlossenen Beobachtungsraumes ausgeführten Beobachtungen seien durch Wellenstörungen gefälscht. Dies vermag ich, auch der auf Veranlassung von Herrn Lenard ausgeführten Untersuchung von Olaf Devik (Ann. d. Phys. 45, 941, 1914) gegenüber, die übrigens nichts ergeben hat, was nicht jedem mit Kathodenstrahlen quantitativ arbeitenden Beobachter wohlbekannt gewesen sein dürfte, nicht zuzugeben. Störungen solcher Art würden die beobachtete absolute Konstanz und die unter allen möglichen veränderten Bedingungen stets in gleicher Weise reproduzierbaren Messungsergebnisse völlig unmöglich machen. Sie machen es auch in der Tat, wenn z. B. infolge zu hoher Evakuierung des Rohres, infolge von äußeren Büschelentladungen, oder Verstaubung oder Feuchtigkeit der Influenzmaschine die Entladung flimmernd wird. Solche Störungen machen sich aber durch Schwankungen in den Meßinstrumenten sofort kenntlich und vereiteln überhaupt jede Messung. Über 10—12000 Volt sind Messungen mit der Influenzmaschine nur bei Einbetten aller spannungführenden Teile in Isoliermaterial, etwa paraffingefüllte Glasrohre, dann aber auch noch bis 40000 Volt und höher mit guter Konstanz leicht möglich (Siehe H. Starke, Verh. d. D. phys. Ges. **5**, 249, 1903; H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **46**, 85, 1915 bis 55000 Volt; Guye und Lavanchy, l. c. bis etwa 80000 Volt).

Zuzugeben ist dagegen ohne weiteres, daß Effekte anderer Art die Messungen möglicherweise fälschen können, wenn Beobachtungs- und Entladungsraum, sei es auch nur durch lange enge Metallkanäle, zusammenhängen. Nach solchen möglichen Fälschungen, wie z. B. Voltaeffekte, die durch das leitende Gas bewirkt werden könnten, habe ich in den früheren Arbeiten sorgfältigst gesucht und habe ihr Fehlen feststellen können. Dies ist auf Grund einiger kritischer Bemerkungen des Hrn. J. Stark

(Verh. d. D. phys. Ges. 4, 167, 1902) dann nochmals in einer besonderen ausführlichen Abhandlung dargelegt worden (Verh. d. D. phys. Ges. 4, 212, 1902). Zusammen mit Austin habe ich auch auf den Vorteil hingewiesen, den Messungen im Vakuum bei Trennung von Entladungs- und Beobachtungsraum haben müssen. Einige Beobachtungen mit solcher Anordnung wurden mitgeteilt, sie waren aber nicht sehr genau, weil die Intensitätsschwächung für die verwendete galvanometrische Methode zu groß war. Alle diese unsere sorgfältigen Kontrollbeobachtungen und unser Eingehen auf mögliche Fehlerquellen und notwendige Korrektionen sind in der Lenardschen Schrift sorglichst verschwiegen, und es ist z. B. die Arbeit von Austin und mir gewissermaßen als ein Musterbeispiel sorgloser und unsauberer Versuchsanordnung hingestellt worden. Es ist dies geschehen, ohne auch nur den geringsten Ansatz zu einem Beweise, vielmehr lediglich mit allgemeinen unbewiesenen und unrichtigen Bemerkungen. So muß bei den Lesern der Lenardschen Schrift der Eindruck einer großen Minderwertigkeit der betreffenden Arbeiten entstehen, obwohl sie sämtlich mit der größten damals möglichen Sorgfalt ausgeführt worden sind. Das Gleiche gilt auch von anderen abfällig kritisierten Arbeiten, insbesondere E. Gehrcke, G. Leithäuser, deren Nachweisung des Geschwindigkeitsverlustes bei der Zerstreuung von Kathodenstrahlen als durch Wellenstörungen gefälscht, Chr. Füchtbauer, dessen Messungen an Sekundärstrahlen von Kanal- und Kathodenstrahlen als Rückschritt bezeichnet werden.

Um den Einwänden Herrn Lenards wirksam entgegentreten zu können, blieb nichts anderes übrig, als frühere Arbeit mit den besten jetzt zugänglichen Mitteln zu wiederholen, die solchen Einwänden überhaupt nicht mehr ausgesetzt sind, nämlich unter Verwendung von Extremvakuum, Glühkathode und als Stromquelle Hochspannungs-Akkumulator und Hochspannungsdynamo. Dies ist in der im folgenden mitgeteilten Untersuchung geschehen, die die früheren mit der Influenzmaschine gemachten Beobachtungen wiederholt und durch präzise Messung der Sekundärstrahlung bezüglich Menge und Geschwindigkeit erweitert. Die Messungen bewegen sich vorwiegend in dem Spannungsgebiet vom Optimum des Sekundärstrahlungsvermögens aufwärts und haben dadurch Anschluß an die sorgfältigen Beobachtungen von A. Gehrts (Ann. d. Phys. 36, 995, 1911).

Die neuen Messungen haben eine gute Übereinstimmung mit den früheren ergeben und auch damit die einwandfreie Verwertbarkeit der Influenzmaschine zu quantitativen Untersuchungen an Kathodenstrahlen dargetan, die auch durch nochmalige Kontrollbeobachtungen mit einer 20-plattigen Leunerschen Influenzmaschine als Stromquelle bestätigt werden konnte. Heute wird man naturgemäß konstante Spannungsquellen und Glühkathode bevorzugen. Die Influenzmaschine ist, obwohl die Spannung sehr regulierbar und sehr konstant gehalten werden kann, nicht eigentlich eine Quelle konstanter Spannung, sondern konstanter Elektrizitätsmenge, d. h. die Spannung ist in weitgehendster Weise abhängig von der Strombelastung. Deshalb ist sie zur Erzielung konstanter Ströme in Glimmentladungen, bei welchen der Rohrwiderstand starken Wechseln unterworfen ist, ohne Vorschaltwiderstand vorzugsweise brauchbar. Nicht so Akkumulator und Dynamo, die hier nur mit hohen Vorschaltewiderständen und deshalb eigentlich unter Verzicht auf gegebene konstante Elektrodenspannung zu verwenden sind. Ganz anders natürlich liegt die Sache bei reinem Glühelektronenstrom im Hochvakuum. Hier kann der Außenwiderstand vernachlässigbar klein sein oder sogar ganz fehlen, und die Elektrodenspannung am Rohr ist dann die unveränderlich fest gegebene Klemmenspannung der Stromquelle.

Erwähnen muß ich noch zwei Punkte, in welchen Herr Lenard in gewissem, wenn auch nicht in dem von ihm gemeinten Sinne uns mit Recht ein falsches Ergebnis vorwirft. Austin und ich hatten gefunden, und die jetzigen neuen Messungen haben das gleiche ergeben, daß bei senkrechtem Einfall die Messungsergebnisse ziemlich unabhängig von Primärgeschwindigkeit und von der Beschaffenheit der Oberfläche des Reflektors bezüglich Politur sind, während bei schiefer Inzidenz beide Faktoren von bedeutendem Einfluß sind. Wir schlossen daraus damals, daß bei schiefer Inzidenz der Primärstrahlen ein zweiter Vorgang, Sekundärstrahlung, zu einem bei senkrechter Inzidenz allein vorhandenen Vorgang, Reflexion, hinzutritt, besonders kräftig bei niedrigen Primärgeschwindigkeiten. Diese Deutung ist aber nicht richtig. Wie andere Arbeiten, so hat auch die jetzige mit Sicherheit ergeben, daß Sekundärstrahlung auch bei senkrechtem Einfall der Primärstrahlen immer vorhanden ist, bei Spannungen unter ca. 8000 Volt sogar ganz oder fast allein. Der zweite Punkt betrifft eine kurze Bemerkung von Austin und mir über die Geschwindigkeit der vom Reflektor ausgesandten Strahlung. Aus einem kleinen Nebenversuch, Näherung eines Magneten, die ohne Einfluß war, schlossen wir auf eine große Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung. Dieser Versuch war aber, wie ich schon längst eingesehen habe,

unzulänglich und nicht beweisend, und ich gebe gern zu, daß es damals ein Irrtum war. Aus diesem irrtümlichen Nebenversuch aber auf eine Unsauberkeit und eine „Fälschung" und „grobe Täuschung" der gesamten Arbeit durch Wellenstörungen schließen wollen, heißt doch wohl das Kind mit dem Bade ausschütten!

Es ist in hohem Grade bedauerlich und muß aufs schärfste zurückgewiesen werden, daß Herr Lenard als Autorität auf dem Gebiete der Kathodenstrahlung in einem Werke, das maßgeblich sein soll, an Arbeiten von Fachgenossen eine so unvorsichtige und gänzlich unzutreffende Kritik übt. Ich hoffe, daß diese vorwortlichen Bemerkungen und mehr noch die im folgenden mitgeteilten Untersuchungen ihn von seinem Irrtum überzeugen werden, und möchte ihm seine eigene gegen E. Rutherford gerichtete Bemerkung (S. 20) wörtlich entgegenhalten: „So leichte Abfertigung sorgfältig durchgeführter und zu eingehender Beurteilung genügend ausführlich veröffentlichter Arbeit wird niemals dem Fortschritt dienen."

1. Aufgabe.

Zur Entscheidung der in den einleitenden Bemerkungen erörterten Fragen haben wir es uns zur Aufgabe gestellt, das Sekundärstrahlungsvermögen einer Anzahl von Metallen mit den neuen Hilfsmitteln, welche der modernen Elektronik zur Verfügung stehen, nach, wie uns scheint, einwandfreier Methode zu ermitteln, gleichzeitig auch über die Geschwindigkeitsverteilung in der Rückstrahlung eines metallischen Reflektors Aufschluß zu gewinnen. Es wird damit die Frage erörtert, welcher Bruchteil solcher Rückstrahlung bei verschiedenen Geschwindigkeiten der auffallenden Primärstrahlen aus zerstreuter und welcher Bruchteil aus sekundär ausgesandter Strahlung besteht.

2. Experimentelle Anordnung.

Die verwendete Röhre hatte unter Anpassung an die neu zu benutzenden Hilfsmittel, Glühkathode und Extremvakuum, eine ähnliche Form wie eine früher beschriebene (H. Starke, Ann. d. Phys. 3, 75, 98, 1900). Fig. 2 zeigt sie schematisch. Die Strahlen einer Glühkathode von der Art, wie sie in Coolidgeröhren verwendet wird (ohne Hohlspiegelansatz, 0,15 mm Wolframdrahtspirale in einem kleinen Eisenzylinder, Glühstrom 1,5—2,5 Amp.), fallen durch mehrere Aluminiumblenden, deren letzte der Kathode abgewandte 1 mm Durchmesser hat, in den 6 cm Durchmesser besitzenden Beobachtungsraum B. Die die Blenden enthaltende Anode

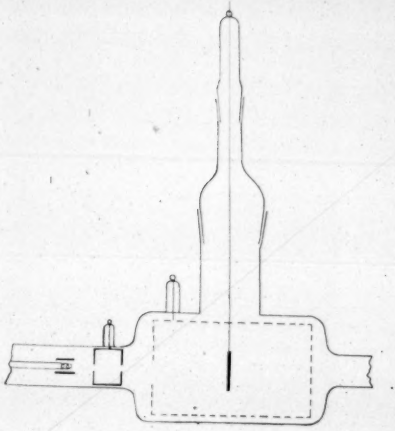


Fig. 2.

aus Aluminiumrohr schließt sich der Röhrenwandung eng an und ist stets geerdet. Abstand Kathode/Anode 2 cm. B ist mit Messingdrahtnetz N geschlossen ausgekleidet, das eine 10 mm weite Eintrittsöffnung hat und eine kleine Durchlaßöffnung für die Achse des Reflektors R. Die eine Seite des Reflektors bestand bei fast allen Versuchen aus Aluminium als Kontrollmetall, die andere Seite aus dem jeweils zu untersuchenden Metall. Eine Drehung um 180° ließ die Metalle ihre Lage tauschen, Drehung war mit Zeiger und Kreisskala abzulesen. Ein weiter Schliff diente zum Einsetzen, ein enger zum Drehen des Reflektors. Die Metallscheiben waren kreisrund von 3 cm Durchmesser. Die Schliffkonusse hatten eine Rille, welche sie zweiteilte. Nur der äußere Teil wurde mit Kautschukfett geschmiert. Auch die Kathode war mit Schliff herausnehmbar. Dieser wurde so weit nach außen verlegt, d. h. die Kathodenzuführung so lang gestreckt, daß der Schliff auch bei langem Gebrauch der Röhre sich nicht erwärmte. Gepumpt wurde mit Siemensscher Kondensationspumpe. Zwischen ihr und dem Rohr ein Kühlgefäß, bestehend aus zwei konzentrischen Kugeln wie ein Dewarkolben, das mit Kohlensäureschnee-Äther beschickt wurde. Vorvakuum: rotierende Pfeifferpumpe mit Gaedescher rotierender Quecksilberpumpe von Leybold. Das Vakuum war stets vorzüglich, ohne Glühen der Kathode keine Spuren von Entladung zu erzwingen. Auch konnten keine Ionisationseffekte bemerkt werden, die durch Gasreste verursacht worden wären. Kittungen

hatte das Rohr nicht und war vollkommen dicht.

Gemessen wurden in einem Drehspulgalvanometer von Hartmann & Braun (Empfindlichkeit 10^{-8} Amp. pro cm, meist durch Vorschalt- und Nebenschlußwiderstand verringert) in objektiver Ablesung an transparenter Skala mit cm-Teilung der Netzstrom N und der Reflektorstrom R. In Potentiometerschaltung oder direkt mit Akkumulatorspannung veränderlicher Zellenzahl konnten dabei N oder R positiv oder negativ aufgeladen werden. Im folgenden wird z. B. bedeuten: N_{-40} = Netzstrom mit Netz auf -40 Volt, R_{+80} = Reflektorstrom mit Reflektor auf $+80$ Volt, N_0 bei R_{+1800} = Netzstrom bei ungeladenem Netz und Reflektor auf $+1800$ Volt. Fehlen von Index bedeutet wie Index 0 immer, daß Netz oder Reflektor direkt bzw. durch das Galvanometer geerdet sind. Der Index 0 ist dort immer weggelassen, wo es sich überhaupt nicht um Versuche mit Aufladung handelt. Die Messungen wurden an jedem Tage erst begonnen, nachdem Pumpe und Glühstrom etwa 2 Stunden in Gang waren. Die Ablesungen waren dann von einer völligen Konstanz, auch bei länger dauernden Meßserien zwischendurch wiederholte Kontrollbeobachtungen stets auch bei großen Ausschlägen über die ganze Skala bis auf halben Skalenteil gleichbleibend.

Als Spannungsquellen wurden benutzt:

a) eine Hochspannungs-Gleichstrommaschine von Siemens-Schuckert bis 5000 Volt,

b) eine Varta-Akkumulatorenbatterie, 2000 Volt, sowie eine von Klingelfuß, 2000 Volt. Für höhere Spannungen alles in Serie. Später wurde mit gleich gutem Erfolge

c) ein großer A.E.G.-10 Kilowatt, 500 Perioden-Motorgenerator benutzt, für dessen Überlassung wir der Firma Telefunken große Dankbarkeit schulden, in Verbindung mit einem Transformator 200/8000, sowie mit einem großen A.E.G.-Funkeninduktor. Die Ergebnisse waren von der gleichen Konstanz wie mit Gleichspannung.

d) Zu einigen Versuchen eine 20-plattige Leunersche Influenzmaschine.

Kontrollversuche zeigten, daß die Meßergebnisse von der Primärstromstärke (damit also vom Glühstrom) unabhängig waren, und es wurde daher zur Schonung und Vermeidung der Erhitzung der Rohrteile mit geringem Primärstrom, meist unter 1 M.-A., gearbeitet.

3. Eintreten des positiven Reflektorstromes.

Zunächst wurden die Reflektorströme R bei verschiedenen Neigungen des Reflektors gemessen, deren Zeichenwechsel aus negativen in positive Beträge seinerzeit zu der Auffindung der Sekundärstrahlung geführt hatte. Sämtliche Beobachtungen dieser Art sind völlig konform mit den früheren. Alle Metalle ergeben von einer gewissen Neigung an positives R. Je langsamer die Primärstrahlen, desto geringer ist die erforderliche Neigung. Bei verschiedenen Metallen ist sie verschieden. So geht R von negativem durch Null zu positivem Wert über bei $V = 4000$ Volt Primärspannung für Al bei 64^0, Zn bei 47^0, Pt bei 42^0. Bei niedriger Spannung von einigen hundert Volt kann R schon bei senkrechtem Einfall Null sein oder positiven Wert haben. So ging bei dem Al-Reflektor R durch Null bei 2350 Volt schon bei 54^0 Neigung. Bei 100 Volt primär zeigte Al bei $\perp$ Inzidenz noch 5 Skt. — Strom, während Pt schon 30 Skt. + Strom hatte. Oberhalb 12000 für Platin und ca. 8000 Volt für Aluminium hört selbst bei 70^0 Neigung positiver Reflektorstrom auf. Politur der Metalloberfläche begünstigt das Eintreten des positiven Stromes.

Tabelle I zeigt den Verlauf von R und N (cm-Galvanometerablenkung) in Abhängigkeit von der Neigung an dem unter vielen herausgegriffenen Beispiel eines Al- und eines Zn-Reflektors bei 4000 Volt. Die Summe $R+N$ ist völlig konstant; sie entspricht der Intensität des einfallenden Primärstrahlenbündels. $\frac{N}{R+N}$ gibt also das ohne Aufladung des Reflektors erhaltene Sekundärstrahlungsvermögen s_0.

Der Verlauf des Reflektorstromes mit der Neigung wiederholt das gleiche Bild, das in der früheren Arbeit von Austin-Starke mit der Influenzmaschine erhalten wurde (Ann. d. Phys. 9, 281). Um die befriedigende Übereinstimmung noch quantitativer zu zeigen, sind in Tabelle II Messungen mitgeteilt, die hintereinander mit Influenzmaschine und mit Akkumulatorenbatterie und Glühkathode an einem Ruß- und einem Aluminiumreflektor angestellt wurden. Die Tabelle gibt die aus beobachteten R und N berechneten Werte von s_0.

Von Austin-Starke war beobachtet, daß bei schiefem Einfall die Oberfläche in bezug auf ihre Politur von erheblichem Einfluß ist, während bei senkrechtem Auftreffen der Primärstrahlen dieser Einfluß sich nicht geltend macht. Wir konnten dies mit der neuen Anordnung vollauf bestätigen. Tabelle III und IV zeigen, wie das Eintreten des positiven R durch Politur begünstigt wird. Bei $V = 6000$ Volt ist z. B. bei 70^0 Inzidenz am polierten Reflektor $R = +12$, am gerauhten noch -11. Der

Tabelle I (mit Hochspannungsdynamo).

$s_0 > 1$ bedeutet, daß R Null und positiv wird, bei $s_0 < 1$ ist R negativ.

Neigung	R		N		$R+N$		s_0	
	Zn	*Al*	*Zn*	*Al*	*Zn*	*Al*	*Zn*	*Al*
0°	— 11,5	— 18	— 22	— 15,5	33,5	33,5	0,65	0,46
20	— 9,5	— 16,5	— 24	— 17	33,5	33,5	0,72	0,51
40	— 3,5	— 12,5	— 30	— 21	33,5	33,5	0,90	0,63
60	+ 6,5	— 3	— 40	— 30	33,5	33,0	1,18	0,91
70	+ 15	+ 4	— 49	— 38	34	34	1,44	1,12
75	+ 21	+ 11	— 55	— 45	34	34	1,62	1,32
80	+ 25	+ 16	— 58	— 49,5	33	33,5	1,76	1,47

Tabelle II.

Volt	Influenzmaschine				Volt	Akkumulator			
	Ruß 0°	*Al* 0°	Ruß 70°	*Al* 70°		Ruß 0°	*Al* 0°	Ruß 70°	*Al* 70°
1700	0,45	0,50	0,82	1,25	800	0,43	0,60	0,59	1,43
3500	0,52	0,43	1,00	1,14	1600	0,47	0,50	0,75	1,28
6000	0,38	0,31	1,06	1,00	3700	0,47	0,43	0,95	1,10
					7000[1])	0,31	0,32	1,00	1,00

Tabelle III.

Aluminium poliert.

Neigung	$V = 16000$	$V = 12000$	$V = 6000$	$V = 2400$	$V = 1000$	$V = 400$
0°	— 50	— 50	— 50	— 50	— 50	— 50
20	46,5	46	47	41	41	37
40	37,5	37	34,5	17	16	5
60	25,5	26	10	+ 35	+ 36	+ 52
70	7	8	+ 12	+ 76	+ 75	+ 88
75	1,5	0	+ 22	+ 103	+ 130	+ 105

Tabelle IV.

Aluminium rauh.

Neigung	$V = 16000$	$V = 12000$	$V = 6000$	$V = 2400$	$V = 1000$	$V = 400$
0°	— 50	— 50	— 50	— 50	— 50	— 50
20	49	48,5	47	43	44	41
40	44	43	39	21,5	22	12
60	32	32,5	21,5	+ 18	+ 14	+ 30
70	24	24,5	11	+ 39	+ 36	+ 53
75	20	19,5	4	+ 50	+ 47	+ 59

Reflektor war mit grobem Smirgel zerkratzt. Die Tabellen zeigen auch, wie bei wachsender Primärgeschwindigkeit der positive Strom abnimmt. Tabelle V und VI zeigen für senkrechten und schiefen Einfall die Werte des Sekundärstrahlungsvermögens s_0 für poliertes und rauhes Metall.

1) Bei 7000 Volt wurde Hochspannungsdynamo benutzt. Die *Al*-Werte sind besonders bei niedrigen Primärvolt etwas kleiner als sonst beobachtet. Wir schieben dies auf eine verunreinigende Schicht, die sich beim Bereifen der Rückseite niedergeschlagen haben mag.

2) Zu den Tabellen V u. VI ist zu bemerken, daß nur die Zahlen jeder Vertikalreihe miteinander zu vergleichen sind. Hier ist $R + N$ konstant. Von Reihe zu Reihe ist die Galvanometerempfindlichkeit nicht immer die gleiche, sondern gelegentlich verändert. Für die s_0-Werte ist dies aber belanglos diese also auch in Horizontalreihe, d. h. für die verschiedenen Primärspannungen, miteinander vergleichbar.

Die Zahlen bei 400 und 1000 Volt sind mit Akkumulatorenbatterie, die anderen mit Wechselstromtransformator 500 Perioden als Stromquelle gemessen. Alle Zahlen, denen nicht + beigefügt ist, sind negativ.

Tabelle V[2]).

Einfall 0°. Aluminium.

Volt:		12000	6000	2400	1000	400
R	pol.	52	37	34	33	18
	rauh	50	35	29	27	16
N	pol.	20	24	52	51	50
	rauh	22	26	57	57	52
s_0	pol.	0,28	0,30	0,60	0,61$_5$	0,73
	rauh	0,39	0,42	0,66	0,67	0,76

Tabelle VI.

Einfall. 70°. Aluminium.

Volt:		12000	6000	2400	1000	400
R	pol.	− 10,5	+ 11	+ 13	+ 17	+ 18,5
	rauh	− 24,5	− 7	+ 5	+ 6,5	+ 11,5
N	pol.	62	67	38	49	62
	rauh	48	48	29	36,5	53
s_0	pol.	0,85	1,19	1,52	1,52	1,42
	rauh	0,66	0,87	1,21	1,20	1,28

4. Verzögerndes Feld zwischen Reflektor und Netz.

Von Wichtigkeit für das Weitere ist die Frage nach der Geschwindigkeit der Reflektorstrahlung. Um sie experimentell zu lösen, wurden N und R gemessen, wenn das Netz auf ein von Null an steigendes negatives oder der Reflektor auf ebenso positives Potential geladen wurde. Tabelle VII und Kurven Fig. 3 und 4 geben den Aufschluß, daß selbst bei Primärspannung von einigen Tausend Volt in der Reflektorstrahlung vorwiegend solche von unter 10 Volt Geschwindigkeit und eine Strahlung von mehr als 40 Volt Geschwindigkeit überhaupt kaum noch enthalten ist. Der Netzstrom N wird bei − Netzaufladung oder + Reflektoraufladung auf 40 Volt fast Null und dementsprechend steigt der Reflektorstrom R auf den Wert des Gesamtstroms $R + N$ an. Messung von R ohne und mit + Aufladung des Reflektors erlaubt also auch eine direkte Bestimmung von s_0.

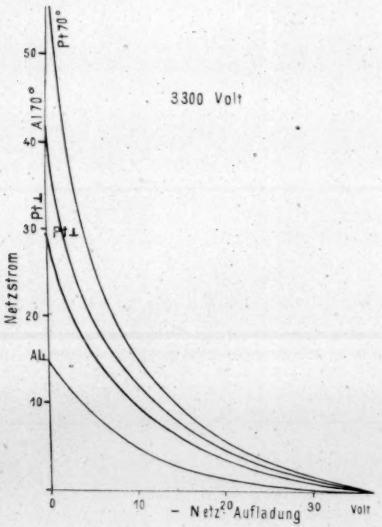


Fig. 3.

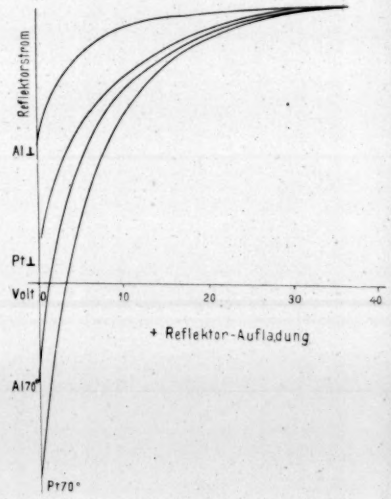


Fig. 4.

Tabelle VII.

$V = 3300$ Volt. $R + N = 38$.

Netz auf Volt −		0	1,1	2,2	4	7,8	11,5	21	40
N	*Al* 0°	− 17	− 14	− 12	− 9,5	− 6,5	− 4,5	− 2	0
	Pt 0°	− 30	− 26	− 22	− 17,5	− 11,5	− 7,5	− 3	0
	Al 70°	− 44	− 36	− 28	− 21	− 13,5	− 8,5	− 3,5	0
	Pt 70°	− 58	− 50	− 40	− 30,5	− 18,5	− 12	− 5	0
Reflektor auf Volt +									
R	*Al* 0°	− 21	− 23,5	− 27	− 28	− 31	− 34	− 36	− 38
	Pt 0°	− 7,5	− 12	− 16	− 21	− 27	− 30	− 34	− 38
	Al 70°	+ 7	− 1,5	− 10	− 16,5	− 24	− 28	− 34	− 37
	Pt 70°	+ 21	+ 13	+ 2,5	− 6,5	− 18	− 25	− 31,5	− 36,5

Bei höheren Primärspannungen, von etwa 8000 Volt an, sind, wie weiter unten gezeigt wird, schnellere Strahlen in der R-Strahlung enthalten. Es ist dann eine höhere Aufladung von N oder R erforderlich. Während bei 6000 Volt hierfür noch 80—100 Volt Aufladung genügen, sind von 8000 Volt Primärspannung an selbst Aufladungen von mehreren tausend Volt nicht ausreichend, um R auf den Grenzwert und N auf Null zu bringen, und bei 30000 Volt primär bleibt bei Aufladung auf über 8000 Volt noch ein Reststrom von mehr als der Hälfte übrig, als Zeichen, daß über die Hälfte der Strahlung eine Geschwindigkeit über 8000 Volt hat.

Tabelle VIII und IX zeigen für *Pt* und *Al* bei 0^0 und 70^0 Einfallswinkel den Reflektorstrom ohne und mit Aufladung des Reflektors auf +80 Volt und die zugehörigen Netzströme. R_{+80} ist immer gleich $R_0 + N_0$. N_0 bei R_{+80} ist immer gleich Null. Letzte Reihe $s_0 = \dfrac{N_0}{R_0 + N_0} = \dfrac{N_0}{R_{+80}}$.

Tabelle VIII.

$V = 3500$ Volt.

	R_0	N_0	R_{+80}	$R_0 + N_0$	s_0
Pt 0^0	— 6	— 22	— 27,5	— 28	0,79
Al 0^0	— 13	— 15	— 28	— 28	0,53
Pt 70^0	+ 15	— 33	— 28	— 28	1,54
Al 70^0	+ 4,5	— 32,5	— 28	— 28	1,15

Tabelle IX.

$V = 7000$ Volt.

	R_0	N_0	R_{+80}	$R_0 + N_0$	s_0
Pt 0^0	— 12	— 23	— 35	— 35	0,65
Al 0^0	— 24	— 11	— 35	— 35	0,31
Pt 70^0	+ 2	— 37	— 36	— 35	1,05
Al 70^0	— 2	— 33	— 34,5	— 35	0,94

Anstatt R auf +80 Volt konnte mit gleichem Erfolg auch N auf —80 Volt aufgeladen werden.

Die Kurven Fig. 3 und 4 geben ein Abbild der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlen. Diese wird für verschiedene Primärgeschwindigkeiten weiter unten behandelt werden.

5. Beschleunigendes Feld zwischen Reflektor und Netz.

Es ist anzunehmen, daß die Raumladung der im Raum zwischen Reflektor und Netz befindlichen Sekundärelektronen einen die Elektronenbewegung vom Reflektor her hemmenden Einfluß ausüben werden. Die Verhältnisse werden ähnliche sein müssen wie an einem Glühdraht, bei welchem bekanntlich die raumladende Elektronenwolke den Eintritt des Sättigungsstromes ohne vorhandenes ausreichendes Beschleunigungsfeld verhindert. Es wurde deshalb der Reflektor von Null an steigend negativ geladen. Es zeigte sich das erwartete Resultat, daß das Netz steigenden negativen und der Reflektor fallenden negativen oder wachsenden positiven Strom anzeigte. Diese Stromänderung geht bei wenigen Volt schon bis zu einem Grenzwert vor sich, der sich nicht mehr ändert, solange die Reflektorspannung nicht so hoch gesteigert wird, daß eine Deflexion der Primärstrahlen eintritt. Die folgenden Tabellen X bis XII geben einige solcher Versuchsreihen als Beispiel. Man sieht in ihnen, wie etwa 15 Volt schon ungefähr ausreichen, den Sättigungsstrom zu bekommen, bei schiefer Inzidenz und kräftig sekundärstrahlendem Platin ist die nötige Spannung infolge der erheblicheren Raumladung etwas größer. — 80 Volt erwiesen sich immer als ausreichend. Erst dieser mit negativer Reflektorspannung (oder entsprechend positiver Netzspannung bei geerdetem Reflektor) erhaltene Netzstrom (N_{+80} oder N_0 bei R_{-80}) gibt die wahre gesamte vom Reflektor ausgestrahlte Sekundärmenge an. Den Quotienten aus diesem Netzstrom und dem Gesamtstrom $R + N$ bezeichnen wir als das Sekundärstrahlungsvermögen s zum Unterschied von s_0, dessen Betrag ohne Aufladung erhalten wird.

Wie die Tabellen zeigen, ist ein ziemlich großer Unterschied zwischen s_0 und s vorhanden, der wohl dadurch zu erklären ist, daß ein erheblicher Anteil sehr langsamer Sekundärstrahlung durch das Feld der Raumladung am Reflektor zurückgehalten wird. Bei höherer Primärspannung wird der Unterschied zwischen s_0 und s merklich kleiner, der Raumladungseffekt nimmt ab. Es ist z. B. bei

$V = 8000$ Volt Platin $s_0 = 0{,}67$; $s = 0{,}9$.
Aluminium $s_0 = 0{,}36$; $s = 0{,}50$.

$V = 400$ Volt, Platin $s_0 = 0{,}94$; $s = 2{,}10$.
Aluminium $s_0 = 0{,}82$, $s = 1{,}85$

für senkrechte Inzidenz.

In allen Tabellen ist die sehr gute Konstanz von $R + N$ ersichtlich. Während in Tabelle X und XI bei 3500 und 850 Volt primär die Grenzwerte von R und N auch bei Aufladung bis — 80 Volt erhalten bleiben, nimmt in Tabelle XII bei $V = 80$ Volt primär der bei 8 Volt schon erreichte Höchstwert von R bei

Tabelle X.

$V = 3500$ Volt.

Reflektor geladen auf:		— 0	4,3	15,6	43	82	0 Volt	$R_0 + N_0$	s_0	s
Platin 0°	R	— 8	+ 1	+ 2	+ 2	+ 2	— 8	— 33	0,76	1,06
	N	— 25	— 34	— 36	— 36	— 36	— 25			
Aluminium 0°	R	— 19,5	— 8	— 6	— 6	— 5,5	— 19,5	— 32,5	0,4	0,83
	N	— 13	— 24	— 26	— 26,5	— 27	— 13			
Platin 70°	R	+ 14	+ 24	+ 30	+ 32	+ 32	+ 14	— 31	1,45	2,03
	N	— 45	— 55	— 61	— 62	— 62	— 45			
Aluminium 70°	R	+ 4	+ 18	+ 23,5	+ 23,5	+ 23,5	+ 4	— 32	1,12	1,66
	N	— 36	— 50	— 55	— 56	— 56	— 36			

Tabelle XI.

$V = 850$ Volt.

Reflektor geladen auf:		— 0	4,3	15,6	43	82	0 Volt	$R_0 + N_0$	s_0	s
Platin 0°	R	— 4	+ 16	+ 17	+ 20	+ 20	— 4,5	— 34	0,88	1,59
	N	— 30	— 50	— 51	— 53	— 54	— 30			
Aluminium 0°	R	— 10	+ 8	+ 14	+ 18	+ 18	— 10	— 35	0,72	1,51
	N	— 25	— 43	— 49	— 54	— 54	— 25			
Platin 70°	R	+ 38	+ 78	+ 88	+ 95	+ 96	+ 37	— 34,5	2,11	3,80
	N	— 72	— 112	— 123	— 130	— 130	— 72			
Aluminium 70°	R	+ 28	+ 64	+ 81	+ 86	+ 89	+ 28	— 34	1,82	3,60
	N	— 62	— 100	— 115	— 118	— 122	— 62			

Tabelle XII.

$V = 80$ Volt.

Reflektor geladen auf:		— 0	4,3	8	15,6	23	43	82 Volt	$R_1 + N_0$	s_0	s
Platin 0°	R	+ 3	+ 24	+ 24	+ 21	+ 19	+ 13,5	0	— 27	1 11	1,89
	N	— 30	— 52	— 51	— 48	— 45	— 40,5	— 28			
Aluminium 0°	R	0	+ 18	+ 22		+ 15		0	— 27	1,00	1,89
	N	— 27	— 45	— 49		— 40		— 27			
Platin 70°	R	+ 10,5	+ 30	+ 33	+ 12	+ 4,5	0	0	— 28,5	1,36	2,17
	N	— 39	— 59	— 62	40	— 33	— 28	— 29			
Aluminium 70°	R	+ 6	+ 25	+ 28	+ 27		+ 4,5	0	— 28,0	1,21	2,00
	N	— 34	— 52	— 56	— 55		— 32	— 27			

weiterem Aufladen des Reflektors bis auf Null ab. Dann wird N dem Gesamtstrom $R + N$ gleich. Diese Erscheinung erklärt sich aus der Deflexion der langsamen Primärelektronen, die den auf — 80 Volt geladenen Reflektor nicht mehr erreichen können. Glühdraht-Netz-Reflektor bilden eine Anordnung, die dem sogenannten Dynatron gleicht. Die Strom-Spannungskurve ähnelt auch der von A. W. Hull angegebenen (Jahrb. d. drahtl. Tel. 14, 47, 157, 1919).

In Fig. 5 zeigt die Kurve den Verlauf des Reflektorstromes Aluminium 60° Inzidenz zwischen — 200 und + 200 Volt Aufladung des Reflektors bei geerdetem Netz und 200 Volt Primärgeschwindigkeit. Bei — 200 Volt erreichen keine Primärelektronen den Reflektor. Sobald der Reflektor von Primärstrahlen erreicht wird, beginnt ein + Strom, der bei einigen Volt — Aufladung ein Maximum erreicht, um alsdann steil abzufallen und bei geringer + Aufladung des Reflektors den Grenzwert zu erreichen, der die gesamte auffallende Primärstrahlung angibt. Nach den Beobachtungen von Hull sollte R bei wenigen Volt unter — 200 (bis etwa — 175 Volt) erst nach negativer Seite bis zum Werte des Totalstromes ansteigen und dann erst steil nach + Werten abfallen, weil bei z. B. — 180 Volt die den Reflektor mit 20 Volt Geschwindigkeit treffenden Primärstrahlen noch keine Sekundärstrahlung auslösen sollen. Wir haben kein solches Verhalten feststellen können, und es weicht infolgedessen unsere Kurve in ihrem äußerst linken Teil von der am Dynatron von Hull beobachteten ab. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf der gleichen Kurvenaufnahme bei höherer Primärgeschwindigkeit 2200 Volt.

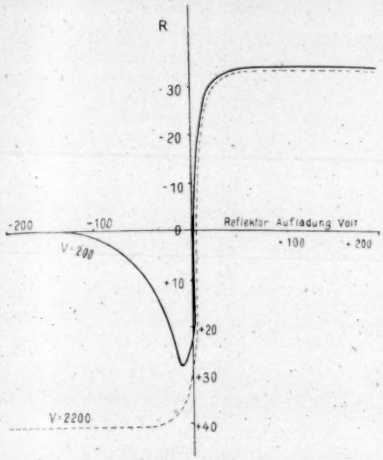


Fig. 5.

Tabelle XIII zeigt den Verlauf des Netzstromes bei $V = 1500$ Volt und negativer Aufladung des Reflektors (Platin 70° Einfall).

Tabelle XIII.

N Skalenteile	— Aufladung von R Volt
46	0
78	40
77	80
68	200
37	400
25	800
25	1600
25	3600
46	0

Geringe Aufladung auf 40 Volt erhöht den Netzstrom, weil die Sekundärstrahlung den Raumladungseffekt überwindet. Bei 200 Volt ist bereits stark die deflektorische Wirkung der negativen Reflektorladung bemerkbar, die bei 800 Volt vollständig wird. Der Netzstrom hat dann den Betrag 25 der auffallenden Primärmenge. Es erlaubt auch dieses Verfahren die Berechnung von s_0 und s. Es wird

$$s_0 = \frac{46}{25} = 1{,}8 \quad \text{und} \quad s = \frac{78}{25} = 3{,}1.$$

6. Versuchsergebnisse an einer Reihe von Metallen und an Ruß.

In der folgenden Tabelle XIV ist das Sekundärstrahlungsvermögen s_0 (ohne negative Reflektoraufladung) für *Pt*, *Al* und Ruß bei 0° und 70° Einfallswinkel der Primärstrahlen angegeben. Ruß war von brennendem Kampfer auf einer Kupferplatte niedergeschlagen. Für Spannungen bis 3700 Volt dienten Akkumulator oder Maschine, bis 8000 Volt beides in Serie als Stromquelle. Über 8000 Volt 500 Perioden Wechselstromtransformator.

Tabelle XIV.

s_0.

Primär Volt	*Pt* 0°	*Pt* 70°	*Al* 0°	*Al* 70°	Ruß 0°	Ruß 70°
40	0,83	0,92	0,75	0,83	0,20	0,57
80	1,14	1,19	1,10	1,12	0,37	0,47
120	0,98	1,31	0,90	1,13	0,36	0,47
160	1,00	1,60	0,92	1,28	0,37	0,46
200	1,02	1,80	0,90	1,36	0,39	0,48
300	0,97	1,92	0,86	1,40	0,40	0,50
400	0,94	1,90	0,82	1,46	0,41	0,53
800	0,93	2,11	0,70	1,56	0,43	0,59
1000	0,94	2,13	0,67	1,60	0,44	0,62
1400	0,94	2,03	0,61	1,44	0,46	0,70
2100	0,88	1,81	0,54	1,32	0,47	0,82
2900	0,84	1,62	0,51	1,22	0,47	0,90
3700	0,79	1,46	0,45	1,18	0,47	0,95
4000	0,75	1,23	0,42	1,06		
8000	0,67	1,08	0,36	0,89		
10000	0,63	1,00	0,32	0,86		
18000	0,56	0,84	0,25	0,69		
24000	0,55	0,81	0,24	0,63		
30000	0,55	0,80	0,22	0,60		

Diese Tabelle und das daraus gezeichnete Kurvenbild Fig. 6 zeigt das sehr verschiedene Verhalten von Ruß, der bei höherer Spannung

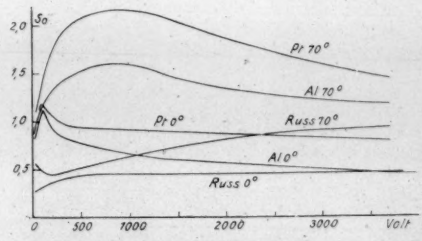


Fig. 6.

ein vom Aluminium nicht sehr verschiedenes s_0 besitzt, aber bei niedriger Primärspannung nur ein Drittel des Aluminiumwertes zeigt. Bei senkrechter Inzidenz finden wir für *Pt* und *Al* ein Maximum der Sekundärstrahlung in der Gegend von 80 Volt Primärgeschwindigkeit. Wir haben uns mit diesem von dem Gehrtsschen Ergebnis (Max. bei 220 Volt) abweichenden Resultat bisher nicht näher beschäftigt. Bei

70° Inzidenz ein allmählicher Anstieg von s_0 bis 1000 Volt Primärgeschwindigkeit, darüber hinaus ein langsamer Abfall. Der Unterschied des s_0 bei senkrechter Inzidenz für *Pt* und *Al*, der bei sehr hoher Primärspannung recht erheblich ist, nämlich größer als 2:1, verschwindet bei kleiner Primärspannung fast gänzlich. Mit steigender Spannung fällt s_0 deshalb für *Al* mehr wie für *Pt*. Dagegen ändert sich bei 70° Inzidenz das Verhältnis der s_0 für *Pt* und *Al* nur wenig und beträgt etwa 4:3. Von den untersuchten Metallen zeigen alle außer dem schwächer strahlenden Aluminium keine sehr bedeutenden Unterschiede des Sekundärstrahlungsvermögens; die beobachteten Unterschiede sind um so weniger bemerkenswert, als auch das gleiche Metall nicht stets ganz gleiche Werte von s_0 ergab. Es scheint die zufällige Beschaffenheit der Oberfläche; vielleicht auch eine festhaftende Gasschicht den Betrag von s_0 zu beeinflussen. Ein einfacher gesetzmäßiger Zusammenhang mit Dichte, Atomgewicht oder Stellung in der Spannungsreihe konnte nicht bemerkt werden. Bei senkrechter Inzidenz und 8000 Volt primär ist s_0 für *Al* 0,36, *Cu*, *Zn*, *Sn*, *Mo* um 0,5, *Ta*, *Bi*, *Pb* um 0,6, *W*, *Pt* um 0,67. Bei 200 Volt primär sind alle s_0-Werte nahe um 1, d. h. der bei senkrechter Inzidenz von ungeladenem Reflektor abgeleitete Strom Null oder schwach + oder −, und der Netzstrom der gesamten auffallenden Menge etwa gleich.

7. Geschwindigkeit der vom Reflektor ausgehenden Strahlung.

Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung wurde der Netzstrom N bei von Null an steigender — Spannung des Netzes oder + Spannung des Reflektors gemessen, d. h. also mit verzögerndem Feld zwischen Netz und Reflektor. Es muß indessen gleich betont werden, daß die so erhaltenen Kurven nicht die wahren Geschwindigkeiten geben, weil auch ohne angelegte Spannung, wie weiter oben auseinandergesetzt wurde, die Raumladung die vom Reflektor ausgehenden Elektronen schon bremst. Indessen bleiben solche Kurven doch geeignet, ein ungefähres Bild von den Geschwindigkeiten zu geben. Die in Fig. 3 und 4 mitgeteilten Kurven zeigen, daß die Hauptmenge der Sekundärstrahlung eine sehr geringe Geschwindigkeit von wenigen Volt hat, und daß Geschwindigkeit über 40 Volt bei 3200 Volt primär in hier bemerkbarer Weise überhaupt nicht vorhanden ist. Bedeutende Unterschiede weisen die einzelnen Metalle hierbei nicht auf. Die Strahlung der stärker sekundär emittierenden Metalle ist im allgemeinen etwas härter. Es wurde für mehrere Metalle die negative Netzspannung gemessen, welche den Netzstrom auf den halben Wert brachte. Sie betrug bei senkrechter Inzidenz:

bei primär 1000 Volt für alle Metalle 3—3,5 Volt
„ „ 6000 „ „ *Al*, *Bi* 6,5 Volt; *Pb* 7,5 Volt; *Ta*, *Pt* 8 Volt; Ruß 3 Volt.
„ „ 8000 Volt für *Al*, *Bi* 8 Volt; *Pb*, *Sn*, *Ta*, *Pt* 12 Volt; Ruß 4 Volt.

Ruß gibt besonders weiche Sekundärstrahlen. Bei schiefer Inzidenz sind die Voltbeträge etwas geringer, die weicheren Strahlen um ein geringes bevorzugter. Die Geschwindigkeitsverteilung behält den gleichen Charakter bis etwa $V = 6000$ Volt bei, die Sekundärgeschwindigkeit ist hier allerdings schon merklich gestiegen, — 200 Volt Netzladung ist erforderlich, um den Netzstrom auf Null zu bringen. Ungefähr 5 Proz. der sekundär gestrahlten Menge hat schon eine Geschwindigkeit über 100 Volt. Bei 8000 Volt primär ist das Verhalten anders geworden. Der Netzstrom sinkt bei steigender + Aufladung des Reflektors langsamer und geht überhaupt nicht mehr auf Null zurück, sondern erreicht bei 2—300 Volt Aufladung einen Grenzwert, der selbst bei Aufladung bis 3600 Volt sich nicht wesentlich verringert. Das Kurvenbild Fig. 7 zeigt, daß dieser Grenzwert etwa 10 Proz. des Netzstroms bei geerdetem Reflektor beträgt. Dieser Prozentsatz bleibenden Netzstroms wächst mit steigender Primärspannung und erreicht bei 30000 Volt primär den hohen

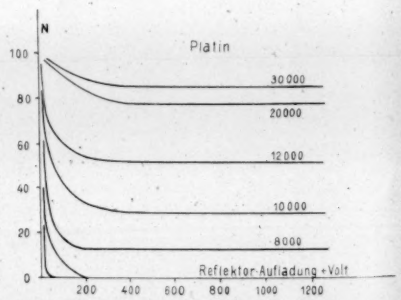


Fig. 7.

Betrag von 80 Proz. Da die Kurven bis 3600 Volt fast horizontal verlaufen, so ist wohl anzunehmen, daß erst negative Netzspannungen von der Größenordnung der Primärspannung den Netzstrom auf Null herabdrücken würden, daß also der Restnetzstrom einer Strahlung von der Größenordnung der Geschwindigkeit, wie sie

Tabelle XV.

T		Netzstrom bei Aufladung des Reflektors auf + Volt.								
		0	40	80	120	200	1000	1800	2600	3600
2200	Pt	100	4	1	0	0	—	—	0	0
	Al	100	2	0	0	0	—	—	0	0
6800	Pt	100	10	3	1	0	0	—	0	0
	Al	100	8	1	0	0	—	—	0	0
8000	Pt	100	24			12	—	—	10	10
	Al	100	16		8	4	—	—	3	3
10000	Pt	100	47	40	—	—	28	—	26	24
	Al	100	40	28	—	21	17	—	10	9
12000	Pt	100	68	64	—	54	50	—	46	44
	Al	100	36	28	—	24	—	—	15	13
20000	Pt	100	—	92	—	—	77	76	74	72
	Al	100	—	80	—	—	—	—	52	50
30000	Pt	100	—	—	—	—	85	—	78	78
	Al	100	—	—	—	—	75	—	62	60

die Primärstrahlen besitzen, d. h. also reflektierter oder richtiger rückdiffundierter Strahlung zuzuschreiben ist. Daß diese schnelle Strahlung eine durch die entstehende Röntgenstrahlung vermittelte schnelle Korpuskularstrahlung ist, kann wegen ihres hohen Betrages nicht angenommen werden. Es ergibt sich demnach das bemerkenswerte Resultat, daß bis ungefähr 6000 Volt primär die Reflektorstrahlung nur oder fast nur langsame Sekundärstrahlung ist, von vorwiegend einigen Volt Geschwindigkeit. Der Geschwindigkeitsbetrag von 200 Volt wird bis dahin nicht in bemerkenswerter Weise überschritten. Über 6000 Volt primär beginnt in prozentig steigendem Betrage sehr viel schnellere rückdiffundierte Strahlung aufzutreten. Eine Strahlung schneller als 3000 Volt ist bei 12000 Volt primär etwa zur Hälfte, bei 30000 Volt sogar zu 80 Proz. der bei ungeladenem Reflektor ans Netz gelangenden Reflektorstrahlung vorhanden. Die Sekundärstrahlung, deren Geschwindigkeit auch bei den ganz hohen Primärspannungen ca. 300 Volt nicht überschreitet, tritt mit steigender Primärgeschwindigkeit gegen die schnellere Strahlung immer mehr und mehr zurück. Es sind mithin oberhalb 6000 Volt die Größen s_0 und s nicht eigentlich mehr als Sekundärstrahlungsvermögen zu bezeichnen, sondern sie geben die Gesamtstrahlung des Reflektors in Prozenten der Primärstrahlung an. Das reine Sekundärstrahlungsvermögen (für langsame Sekundärstrahlung zum Unterschied von schneller zerstreuter Strahlung) ergibt sich aus Fig. 7 oder Tabelle XV als ein mit wachsender Primärgeschwindigkeit abnehmender Bruchteil der s_0- oder s-Werte. Für 30000 Volt wäre es z. B. gleich 20 Proz. von $s_0 = 0{,}55$ für Platin, d. h. gleich 0,11. Tabelle XV gibt die Beobachtungsreihe, aus welcher das Kurvenbild Fig. 7 gezeichnet ist. Der Grenzwert für Aluminium ist, besonders bei nicht sehr hohen Primärspannungen, kleiner als für Platin, schnelle Strahlung also prozentig weniger vorhanden. Wir haben noch einen Versuch an Platinreflektor mit der erheblich höheren Reflektorspannung + 8300 Volt angestellt. Der Netzstrom ging hierbei weiter zurück und zeigte folgende Prozentsätze an Strahlung über 8300 Volt Geschwindigkeit an: bei primär 10000 Volt 10 Proz., bei 20000 Volt 45 Proz., bei 30000 Volt 60 Proz.

Zu den Zahlen der Tabelle ist noch folgendes zu bemerken. Bei den zwei niedrigsten Primärspannungen wurde beobachtet, daß der Netzstrom bei Reflektoraufladung nicht nur auf Null zurückging, sondern sogar um einige Skalenteile (3 bis 5) positiven Wert annahm. Es ist dies wahrscheinlich durch eine Sekundärstrahlung des Netzes zu erklären. Wir haben angenommen, daß dieser + Netzstrom sich allen Beobachtungen überlagert und eine entsprechende Korrektur vorgenommen. Diese bringt besonders bei den kleinen Beträgen der schnellen Reststrahlung in deren Prozentsatz eine größere Unsicherheit. Die höheren Beträge bei großen Primärgeschwindigkeiten werden wenig beeinflußt.

Vielleicht wäre es richtiger, den Gehalt an schneller Strahlung auf diejenige gesamte Reflektorstrahlung als 100 zu beziehen, welche man bei geringer negativer Aufladung des Reflektors am Netz mißt. Es wird dann, wie oben in § 5 erörtert, auch die langsamste Sekundärstrahlung, welche durch die Raumladung sonst zurückgehalten wird, ans Netz befördert und mitgemessen. Die Prozentzahlen werden dann geringer, bei den hohen Primärspannungen aber nicht so sehr wie bei den niedrigen, weil bei ihnen s_0 und s nur wenig verschieden sind.

Zusammenfassung.

1. Es werden die Einwände des Herrn

Lenard gegen die Verwendung der Influenzmaschine besprochen. Messungen mit Influenzmaschine und Gasentladung geben gleiche Resultate für das Sekundärstrahlungsvermögen, wie Messungen in Extremvakuum mit Glühkathode und Hochspannungsakkumulator oder -maschine.

2. Es wird das Sekundärstrahlungsvermögen einer Anzahl Metalle und von Ruß für einen größeren Bereich von Primärgeschwindigkeiten ermittelt.

3. Erst bei negativer Reflektoraufladung erhält man das wahre Sekundärstrahlungsvermögen, da ohne solche die ganz langsame Strahlung am Reflektor zurückgehalten wird.

4. Die Messung der Geschwindigkeitsverteilung in der Sekundärstrahlung ergibt, daß bis zu Primärspannungen von ca. 6000 Volt fast ausschließlich langsame Strahlung von wenigen Volt Geschwindigkeit vorhanden ist.

5. Bei höherer Primärspannung tritt ein mit dieser wachsender Prozentsatz viel schnellerer Strahlung auf, die wohl als zerstreute Strahlung anzusehen ist. Der Betrag an langsamer Sekundärstrahlung tritt bei höher werdender Primärgeschwindigkeit immer mehr zurück.

6. Gemäß 5. sind daher bei Primärgeschwindigkeiten über 6000 Volt nicht mehr die vollen s_0- oder s-Werte als Sekundärstrahlungsvermögen anzusehen, sondern nur ein aus Fig. 7 zu ersehender Bruchteil davon.

Aachen, Physik. Institut der Technischen Hochschule.

W. Bothe (Charlottenburg), Verzweigungen und Knicke an β-Strahlenbahnen.

Nach der Wilsonschen Nebelmethode wurde eine größere Zahl Stereoskop-Aufnahmen von β-Strahlenbahnen gemacht; zur Beleuchtung diente ein Bogen zwischen Beckkohlen. An den Bildern, welche deutliche Bahnen von einer Gesamtlänge von etwa 10 m aufwiesen, wurden folgende Beobachtungen gemacht.

Acht von den erhaltenen Bahnen zeigten deutliche Verzweigungen. Beide Zweige waren unverkennbar vom β-Strahlentypus, lagen merklich in einer Ebene mit der Stammbahn und bildeten nach stereoskopischer Schätzung stets einen Winkel von nahe 90° miteinander; der stärker abgelenkte Zweig war stets kürzer und dichter, entsprach also einer kleineren Geschwindigkeit als der andere. Das sind gerade die Verhältnisse, die bei einem Zusammenstoß des β-Teilchens mit einem langsam bewegten, schwach gebundenen Elektron zu erwarten sind. Es handelt sich demnach bei den hier beobachteten sekundären β-Strahlen um die Ausstoßung eines Elektrons aus der Elektronenhülle, m. a. W. um die Auslösung sehr schneller δ-Strahlen. Bisher wurde die Geschwindigkeit der δ-Strahlen kleiner als etwa 40 Volt gemessen, wenn die Intensität der hier gefundenen schnelleren Sekundärstrahlen viel zu gering ist, als daß sie sich elektrometrisch nachweisen ließen. Was die beobachtete Häufigkeit der Verzweigungen betrifft, so ist sie nicht im Widerspruch mit der Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik vor sich geht, doch ist die Anzahl der beobachteten Fälle viel zu gering und die Ausmessung der geometrischen Verhältnisse wie auch der Geschwindigkeiten (aus der Krümmung oder der Bahnlänge) viel zu ungenau, um über diesen Punkt schon sichere Schlüsse ziehen zu können. Jedenfalls bietet sich aber hier ein Weg, in die Elektrodynamik kleinster Dimensionen ($< 10^{-11}$ cm) einzudringen.

Weiter wurde das Analogon der an den α-Strahlen längst bekannten Erscheinung gefunden, daß nämlich die Strahlenbahnen gelegentlich scharfe Knicke aufweisen, welche dadurch zustande kommen, daß das Strahlenteilchen in unmittelbare Nähe eines Atomkernes gerät und durch dessen Kraftfeld um einen großen Winkel abgelenkt wird (Einzelstreuung). Für die Richtigkeit dieser Anschauung spricht wieder die beobachtete Zahl der um mehr als 45° und mehr als 90° abgelenkten Strahlen (25 bzw. 9). Ein Unterschied gegen die Einzelstreuung der α-Strahlen besteht darin, daß ein β-Teilchen bei der Ablenkung nicht merklich an Energie verliert, während ein in Luft stark abgelenktes α-Teilchen sehr bald stecken bleibt. Auch fehlen selbst bei den schärfsten β-Strahlenknicken (bis 130°) die kleinen Ansätze, welche bei α-Strahlen das gestoßene Atom hervorbringt. Beide Unterschiede erklären sich ohne weiteres aus der viel kleineren Masse des β-Teilchens.

Schließlich wurde das erhaltene Aufnahme-Material benutzt, um zu untersuchen, ob die kleinen Ablenkungen, welche den Verlauf einer Bahn bestimmen, voneinander unabhängig sind. An den 9 am besten ausgebildeten Strahlenbahnen wurde durch wahrscheinlichkeitstheoretische Analyse festgestellt, daß kein Grund zu der Annahme einer kontinuierlichen Bahnkrümmung vorhanden ist. Der unzweifelhaft bestehende Eindruck der kontinuierlichen Krümmung hat seine psychologische Ursache in der Tendenz, eine Reihe nebeneinanderliegender Punkte als glatte Kurve aufzufassen.

B. Gudden und R. Pohl (Göttingen), Lichtelektrische Leitfähigkeit in weiterem Zusammenhang.

1. In unserem Bericht über die lichtelektrische Leitfähigkeit gelegentlich der Physikertagung in Jena 1921[1]) gaben wir der Hoffnung Ausdruck, die Fortführung dieser Untersuchungen möchte auf die Frage der elektronischen Leitung, der Dispersion und Absorption des Lichtes im festen Körper neues Licht werfen. Das folgende enthält die in diesen Richtungen im verflossenen Jahre gewonnenen Ansätze. Leider haben diese Mitteilungen noch keinen abgeschlossenen Charakter, da unsere Messungen bisher nur an spärlichem und auch der Größe nach unzulänglichem Kristallmaterial gewonnen werden konnten. Immerhin glauben wir die nachstehenden Ergebnisse auch jetzt schon verbürgen zu können.

2. Wir haben voriges Jahr gezeigt, daß die verwickelten Vorgänge bei der lichtelektrischen Leitung wesentlich durchsichtiger werden, wenn man einheitliche, isolierende Kristalle verwendet, und unter Beschränkung auf kleine Lichtdichten vor allem den Grenzwert der Stromstärke für die Belichtungszeit Null ins Auge faßt. Einen zeitlichen Stromverlauf unter diesen Umständen zeigt z. B. die obere Kurve der Fig. 1. Im

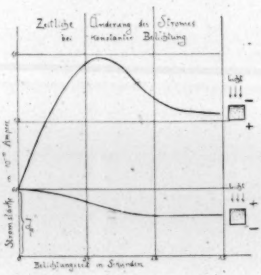


Fig. 1.

Dunkeln fließt kein nachweisbarer Strom. Beim Einsetzen der Belichtung dagegen setzt trägheitsfrei der Strom mit einem endlichen Werte ein. Dieser trägheitsfreie Anfangswert ist von uns Primärstrom I_p genannt worden, und nur auf ihn beziehen sich die folgenden Angaben. Den im weiteren Verlauf der Belichtung meist unübersichtlich anwachsenden und schließlich stationär werdenden übergelagerten Stromanteil nannten wir Sekundärstrom I_s[2]).

1) Diese Zeitschr. **22**, 529, 1921.

2) Der zeitliche Verlauf des sekundären Stromes hängt wesentlich davon ab, ob sich die höhere räumliche Lichtdichte an der Kathode oder an der Anode befindet. Fig. 1 zeigt beide Fälle. Die erhebliche Unsymmetrie ist Ursache der von H. Zahn (Zeitschr. f. Phys. **8**, 382, 1922) beschriebenen und auch von uns mehrfach beobachteten Gleichrichterwirkung von Zinkblendekristallen (vgl. auch F. Kaempf, Ann. d. Phys. **66**, 463, 1921).

3. Vom Primärstrom zeigten wir vergangenes Jahr, daß er mit steigender Spannung gesättigt wird, und daß der Sättigungswert der auffallenden Lichtenergie streng proportional ist. Eine derartige Stromspannungskurve gibt Fig. 2. Wir

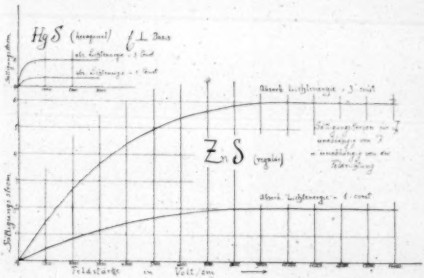


Fig. 2.

können jetzt angeben, daß die Sättigungsspannung der Kristalldicke proportional ist. Es ist also besser, von Sättigungsfeldstärke $\mathfrak{E}_s$ zu sprechen. Die Kurvenform erscheint unabhängig von der wirkenden Lichtwellenlänge λ und von der Richtung des elektrischen Feldes. Ferner besteht Proportionalität zwischen Primärstrom und auffallender Lichtenergie für alle Spannungen. Der Sättigung liegt also hier ein anderer Mechanismus zugrunde, als bei der Ionisation der Gase. Vielmehr ist die Sättigungsfeldstärke kennzeichnend für eine bestimmte Kristallart bzw. Kristallrichtung.

4. Der Begriff der Sättigungsfeldstärke ermöglicht ein besseres Verständnis für den von uns vergangenes Jahr aufgestellten Satz, nach dem alle kristallierten[1]) Substanzen mit hohem Brechungsindex lichtelektrische Leitfähigkeit zeigen. Wir sehen hier einen engen Zusammenhang mit der Dispersion. Die Unabhängigkeit von $\mathfrak{E}_s$ von λ läßt darauf schließen, daß der Zähler in der Dispersionsformel

1) Wie nach unsern früheren Beobachtungen an Kristallpulvern mit abnehmender Korngröße vorauszusagen war, zeigen amorphe Substanzen auch bei hohem Brechungsindex keine lichtelektrische Leitfähigkeit. Wir verdanken einen entsprechenden Versuch der Liebenswürdigkeit des Herrn Dr. Erich Schott-Jena, der uns ein Stück wesentlich PbO_2-haltigen Glases angefertigt hat, dessen Brechungsindex $n_D = 2{,}104$ war.

$$n^2 = 1 + \sum \frac{\vartheta_h}{1 - \left(\frac{\tau_h}{\tau}\right)^2}$$

die maßgebende Größe ist, d. h. also, daß es auf die sogenannte Dielektrizitätskonstante der absorbierenden Ionengattung h ankommt[1]). Leider ist diese Größe nur bei sehr wenigen Stoffen bekannt. Wir haben daher vorerst den nahezu konstanten Wert des Brechungsindex im Rot bzw. kurzwelligen Ultrarot in Betracht gezogen. Schon hierbei zeigt sich ein offenbarer Gang derart, daß $\mathfrak{E}_s$ mit steigendem n_{rot} rasch abnimmt. Fig. 2 zeigt das für ZnS ($n_r = 2{,}26$) und $HgS \perp$ Basis ($n_r = 2{,}9$). Für $HgS \parallel$ Basis ($n = 2{,}6$) hat $\mathfrak{E}_s$ einen Wert, der zwischen den in Fig. 2 angegebenen liegt.

Noch allgemeiner erhellt dieser Zusammenhang aus der Tafel I, in der eine größere Zahl von uns wenigstens roh untersuchter Stoffe mit lichtelektrischer Leitfähigkeit aufgeführt sind.

Tafel I.

Zusammensetzung	Bezeichnung	Herkunft	n_r	Sättigungsfeldstärke
C	Diamant	mineral.	2,34	m.
S	rhomb.	miner. u.	α 1,80	h.
	Schwefel	synthet.	γ 2,13	
Se	rotes Selen	synthet.	~ 3	n.
J	Jod	s.	4?	Halbleiter
TiO_2 . . .	Anatas	m.	$\sim 2{,}5$	n.
	Rutil	m.	$\sim 2{,}5$	?
ZnS . . .	Zinkblende reg.	m.	2,26	n.—m.
	Wurtzit	s.		
As_2S_3 . . .	Realgar	m.	$> 2{,}6$	n.
Mo_2S . . .	Molybdänit	m.	~ 4	Halbleiter
Ag_2S . . .	Akanthit	m.	~ 4	„
Ag_3S_3As .	Proustit	m.	$\sim 3{,}0$	„
Ag_3S_3Sb .	Pyrargyrit	m.	$\sim 2{,}9$	„
CdS	Greenockit	m.	$\sim 2{,}7$	n.
Sb_2S_3 . . .	Antimonglanz	m.	~ 4	Halbleiter
Sb_2O_3 . . .	Senarmontit	m.	~ 2	m.
HgS . . .	Zinnober	m.	ω 2,63	m.—n.
			ε 2,89	n.
$HgCl_2$ . .	Sublimat	s.	~ 2	h.
Hg_2Cl_2 . .	Calomel	s	ω 1,95	h.
			ε 2,55	m.
HgJ_2 . . .	Quecksilberjodid	s.	$>> 2$	n.
$TlCO_3$ . .	Thallocarbonat	s.	~ 2	h.
$TlAsS_2$ . .	Lotandit	m.	$\sim 2{,}5$	n.
$PbCl_2$ . . .	Bleichlorid	s.	~ 2	h.
PbJ_2 . . .	Bleijodid	s.	$>> 2$	n.
$Pb(CO_3)$.	Cerussit	m.	2,0	m.—h.
$PbMoO_4$.	Wulfenit	m.	2,3	m.
$PbCrO_4$.	Krokoit	m.	ω 2,3	n.
			ε 2,8	
$Er_2Pt_3Cy_{12} + 21H_2O$		s.	> 2	m.(?)
$YtPtCy_4 + 7H_2O$		s.	> 2	m.(?)

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, 3. Aufl., S. 373, 12.

Wir finden bei $n_r \sim 2$ hohe (h) Sättigungsfeldstärken (einige 10000 Volt/cm), bei $n_r \sim 2{,}5$ mittlere (m) (einige 1000 Volt/cm), bei $n_r \sim 3$ niedrige (n) (einige 100 Volt/cm), und bei $n_{rot} > 3$ sehen wir Halbleiter, d. h. elektronisch leitende Stoffe mit negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes. In letzteren Stoffen scheint die Elektronenbindung so schwach zu sein, daß die Elektronen schon bei Zimmertemperatur infolge der Wärmeschwingungen von Atom zu Atom in schwachen elektrischen Feldern zu wechseln vermögen.

Wenn auch lichtelektrische Leitfähigkeit und hoher Brechungsindex vornehmlich an bestimmte Metallionen geknüpft erscheinen, z. B. an Pb^{++}, Tl^{+}, Hg^{++}, so genügt das Kation allein doch keineswegs, wie beispielweise $Pb(NO_3)_2$ und $PbSO_4$ zeigen mit $n_3 \sim 1{,}7$ und ohne nachweisbare lichtelektrische Leitfähigkeit. Bemerkenswert ist auch, daß trotz Kristallwassergehalt

$$Er_2Pt_3Cy_{12} + 21H_2O$$

und $YtPtCy_4 + 7H_2O$ mit $n_r > 2$ lichtelektrisch leiten, während die ganz ähnlich gebauten Verbindungen $MgPtCy_4 + 7H_2O$ und $BaPtCy_4 + 4H_2O$ mit $n_r \sim 1{,}4$ vom Licht nicht beeinflußt werden.

Um die zweifellos vorhandene Beziehung zwischen $\mathfrak{E}_s$ und den Dispersionsgrößen zahlenmäßig zu erfassen, bedarf es allerdings noch sehr zahlreicher optischer und elektrischer Messungen.

5. An dritter Stelle werde die Beziehung der lichtelektrischen Leitfähigkeit zur Absorption des Lichtes betrachtet: Wir zeigten früher, daß ganz allgemein die spektrale Verteilung der Ausbeute (d. h. Elektrizitätsmenge pro Einheit der Lichtenergie) bezogen auf auffallende Energie folgenden Verlauf hat: Von langen Wellen her langsamer Anstieg, an der optischen Absorptionskante Erreichen eines mehr oder minder scharfen Maximums, und dann nach kurzen Wellen hin schroffer Abfall. Physikalisch wesentlich bedeutsamer ist die spektrale Verteilung bezogen auf absorbierte Energie. Diese können wir jetzt wenigstens für Diamant, Zinkblende und Zinnober mit leidlicher Genauigkeit angeben. Fig. 3 gibt für den Diamanten die spektrale Verteilung für auffallende Lichtenergie, sodann die durch $J_2 = J_1 e^{-\mu d}$ definierte Absorptionskonstante μ in mm^{-1} und schließlich die aus beiden berechnete spektrale Verteilung für absorbierte Energie. Wir sehen dabei das bemerkenswerte Ergebnis, daß von der optischen Absorptionskante nach langen Wellenlängen hin die wahre Ausbeute dauernd proportional zu λ ansteigt. Die wahre Absorption des Diamanten ist bei etwa 436 $\mu\mu$ gerade noch meßbar, die Leitfähig-

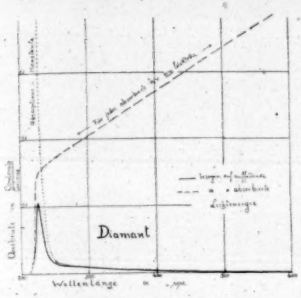


Fig. 3.

keit dagegen noch bis ins rote Licht hin zu verfolgen, so daß sich die Absorptionswerte aus dieser ermitteln ließen.

Fig. 4 und 5 zeigen die entsprechenden Kurven für Zinkblende und Zinnober. (Hier sind allerdings statt μ die Größen μd aufgetragen. Beim Diamant war $d = 1$ mm.)

Bei ZnS und HgS ergeben die Messungen noch überdies, daß innerhalb der Fehlergrenzen für 1 cal absorbierten Lichtes gerade so viele Coulomb bewegter Elektrizität nachgewiesen werden (vgl. Fig. 4 und 5)[1]), wie zu erwarten ist,

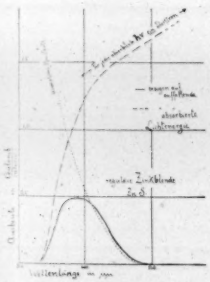


Fig. 4.

Fig. 5.

1) H. Rose (Zeitschr. f. Phys. **6**, 174, 1921) gibt für das auf auffallende Energie bezogene Maximum der Ausbeute an Zinnober (ω) einen etwa 20 $\mu\mu$ kurzwelligeren Wert an. Dies klärt sich dadurch auf, daß bei Roses Versuchsbedingungen wesentlich Sekundärstrom vorlag (die Trennung im J_β und J_α war damals noch nicht bekannt), und dadurch die stärker absorbierten kürzeren Wellenlängen bevorzugt waren. Wir werden darauf zurückkommen.

Die Ergebnisse der Roseschen Untersuchung werden übrigens durch diesen Umstand nicht beeinflußt.

wenn jedem absorbierten Lichtquant h ein bewegtes Elektron entspricht. Beim Diamant stimmt die Größenordnung auch, doch steht eine genauere Bestimmung noch aus.

Somit können wir als erwiesen betrachten, daß die Lichtabsorption auch im festen Körper ein Quantenvorgang ist, und zwar ein solcher, bei dem bereits der erste Quantensprung dahin führt, daß ein Elektron seinen Atomverband unter Einwirkung äußerer Felder verlassen kann.

Für den Vorgang, der im eigentlichen Absorptionsgebiet (μ steigt noch auf den 1000 fachen Wert) die Ausbeute plötzlich heruntersetzt, fehlt uns auch heute noch eine einleuchtende Deutung.

Die naheliegende Annahme, daß eine nur geringe Lichteindringungstiefe den Abfall der Ausbeute vertauscht, ist abzulehnen. Dieser Abfall tritt schon bei solchen Wellenlängen ein, die noch die ganze Kristalldicke durchsetzen. Wir verweisen hier, wie wegen aller übrigen Einzelheiten, auf Arbeiten, die wir demnächst in der Zeitschrift für Physik veröffentlichen werden.

Göttingen, Erstes physikalisches Institut der Universität, September 1922.

Diskussion.

G. Hertz-Eindhoven (Holland): Bis zu welcher Wellenlänge ist nach langen Wellen zu die Ablösung eines Elektrons für jedes absorbierte $h\nu$ festgestellt?

Gudden: Beim Diamant bis 436 $\mu\mu$, Zinkblende bis 490 $\mu\mu$, Zinnober 630 $\mu\mu$, doch besteht kein Anlaß zu zweifeln, daß diese Beziehung für alle noch lichtelektrisch wirksamen Wellenlängen gültig bleibt, d. h. für die genannten Stoffe bis etwa 650 $\mu\mu$, für rotes Selen beispielsweise noch weiter.

W. Schottky-Würzburg: Welche Gründe sprechen für die Annahme, daß die Atome, die hier für die Elektronenabgabe in Frage kommen, die Metallatome sind?

Gudden: Die für die lichtelektrische Wirkung maßgebende Absorptionskante wird in erster Linie durch das Kation bestimmt und rückt um so weiter zu langen Wellen, je schwerer das Kation ist.

Schottky: Spricht das für eine direkte Emission der Metallatome? Könnte es sich nicht um eine Beeinflussung der negativen Ionen (S^{--} usw.) handeln? Nach unsern jetzigen Atomvorstellungen werden wir doch in heteropolaren Verbindungen, wo das Metall seine Valenzelektronen abgegeben hat, nicht erwarten, daß das Metallion noch weitere Elektronen aus seinem architektonisch sehr festgefügten Rumpf

abgibt, sondern es liegt näher, das negative Ion, das überschüssige Elektronen aufgenommen hat, als Elektronenquelle in Anspruch zu nehmen. Der Einfluß der Metallionen würde dann nur ein indirekter sein, indem sie den Wiederaustritt der Elektronen beispielsweise aus dem S^{--}-Ion mehr oder weniger erleichterte.

Gudden: Die Auffassung des Herrn Schottky ist zweifellos naheliegend. Über die Herkunft der Elektronen können wir noch gar keine Angaben machen; sichergestellt ist nur der überwiegende Einfluß des Metallions über den des Anions.

Pringsheim-Berlin: Ist in den untersuchten Mineralien der Effekt sicher nicht Verunreinigungen zuzuschreiben?[1]) An den Zinksulfidphosphoren scheinen die lichtelektrischen Erregungsmaxima gerade mit den Lenardschen d-Maximis zu koinzidieren; diese letztere rühren sicher von den „wirksamen Metallen", also Verunreinigungen her. Das müßte dann auch für die lichtelektrische Leitfähigkeit gelten.

Gudden: Der sicherste Beweis dafür, daß es sich nicht um Wirkung von Verunreinigungen handelt, ist der innige Zusammenhang der lichtelektrischen Erscheinungen mit den optischen Konstanten des reinen Materials, die sich trotz Verunreinigungen hinreichend genau ermitteln lassen.

Bei den Phosphoren liegen die Verhältnisse sehr viel verwickelter, weil mangels einheitlicher und hinreichend großer Kristalle keine Primärstrommessungen vorliegen. Reines ZnS zeigt im gleichen Spektralgebiet lichtelektrische Leitfähigkeit wie ZnS-Phosphore. Es scheint, daß die den d-Maximis entsprechenden lichtelektrischen Maxima sich wesentlich im Sekundärstrom abzeichnen und daher auf sekundäre mit dem Zustand der Erregung verknüpfte Veränderungen zurückgeführt werden können.

Marx-Leipzig: Sollten Spuren von Alkalimetall im Kristall vorhanden sein, so würde man erwarten können, daß diese einen ungeheuren Einfluß auf die gemessene Leitfähigkeit hervorrufen. Man weiß ja, daß ein geringer Bruchteil eines $h\nu$ des einfallenden Lichtes genügt, um aus freiem Alkalimetall ein Elektron freizumachen. Ich möchte deshalb diesen Messungen soweit keine dem spezifischen Material zukommende Bedeutung zumessen, als der Nachweis fehlenden freien Alkalis nicht erbracht ist. Es scheint mir durchaus möglich, daß die Extremwerte auf Verunreinigungen zurückzuführen sind.

Verdächtig erscheint mir auch der bereits von Herrn Pringsheim erwähnte Punkt.

Gudden: Die Bedenken des Herrn Marx erscheinen mir unbegründet.

F. Kaempf (Leipzig), Über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitfähigkeit.

Ich spreche wohl die jetzt allgemein übliche Anschauung aus, wenn ich behaupte, daß die elektrische Leitfähigkeit, die man durch Belichtung in festen Körpern erzeugt, in den meisten Fällen, wenigstens soweit es sich um den primären Vorgang handelt, eine elektronische ist.

Welche Berechtigung haben wir nun eigentlich zu dieser Behauptung? Als Kriterium für eine elektronische Leitung hat man früher immer das Fehlen eines Polarisationsstromes verlangt. Dies ist jedoch absolut nicht nötig. Sehr deutlich kann man diesen Polarisationsstrom beim Schwefel beobachten.

In der Fig. 1 bedeuten B eine Batterie, A

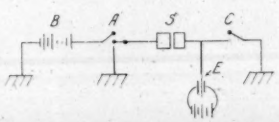


Fig. 1.

ein Schalter, der das Präparat S an die Batterie oder Erde zu schließen gestattet, S die Schwefelzelle, E ein Einfadenelektrometer, C ein Schalter für eine Erdverbindung.

Verbinde ich das Präparat S durch A mit der Batterie bei geschlossenem Schalter C, so erhalte ich beim Öffnen von C eine Aufladung des Elektrometers beim Belichten, schlage ich nun Schalter A zur Erde, so erhalte ich die entgegengesetzte Ladung am Elektrometer. Dies geschieht noch öfters, auch wenn ich durch Schließen von C das Präparat kurz schließe. Allmählich werden die Aufladungen kleiner und kleiner. Lasse ich das Präparat nach dem Stromdurchgang im Dunkeln, so habe ich prinzipiell den gleichen Vorgang, nur ist die Zeitdauer des Vorganges eine ungleich viel längere und die Aufladungen sind wegen nicht zu umgehenden Ladungsverlusten entsprechend kleiner. Ganz analoge Beobachtungen sind an anderem

1) Wir benutzen diese Gelegenheit zur Berichtigung eines sehr störenden Druckfehlers, der die Auffassung Prof. Pringsheims gerade für den Fall des Diamanten zu stützen scheint. Es muß in der Warburg-Festnummer der Zeitschrift für technische Physik 3, 199, 1922 in der Anmerkung 2 auf S. 201 heißen, daß der reine hochempfindliche Diamantkristall Nr. 1 erst bei $\lambda = 226\ \mu\mu$ zu fluoreszieren anfängt, das unreine, unempfindliche Nr. 2 schon bei $\lambda = 365\ \mu\mu$. In der Festschrift waren diese beiden Wellenlängenangaben vertauscht!

Material von den Herren Gudden und Pohl gemacht worden. Auf die Deutung werde ich noch zurückkommen.

Auch der Sättigungsstrom, der von mir zum erstenmal 1912 am Selen[1]) nachgewiesen wurde, kann nicht als Beweis für Elektronenleitung herangezogen werden, denn auch Elektrolyte liefern, wie Schröter[2]) für Äthyläther und Jaffé[3]) für Hexanlösungen nachgewiesen haben, einen Sättigungsstrom. Das Rezept, nach dem es beim Selen möglich, den Sättigungsstrom zu erhalten, war das Gleiche, welches später von Gudden und Pohl angewandt wurde, nämlich durch möglichst kurzen Schluß die Ausbildung des sekundären Effektes zu vermeiden. Bei den von mir angewandten kurzen Zeiten von etwa $^1/_{20}$ sec konnte auf eine rechnerische Trennung des primären vom sekundären Effekt verzichtet werden, da letzterer noch nicht störend ausgebildet war. Der einzige Unterschied, der prinzipiell zwischen unseren Anordnungen bestand, war der, daß ich erst vor der eigentlichen Messung während sehr kurzer Zeit einen Kurzschluß vor das Galvanometer bzw. den damals gebrauchten Kondensator herstellte — das würde also in Fig. 1 einem Schließen des Schalters C entsprechen, einmal um eine endgültige Verteilung der Ladungen im Präparat herzustellen, dann um den durch etwaige Änderung der Dielektrizitätskonstante bedingten Ladestrom nicht in den Meßapparat gelangen zu lassen. Ich behandle also den stationären Zustand, Gudden und Pohl dagegen den Vorgang beim Einsetzen der Belichtung.

Die Resultate betreffs des Primärstromes waren die gleichen, d. h. der primäre lichtelektrische Strom erscheint sättigbar. Vorsichtiger sollte man sagen, der Verlauf der Stromspannungskurve entspricht den bekannten Sättigungsströmen in ionisierten Gasen oder in Flüssigkeiten.

Für unser Problem, die elektronische Natur der lichtelektrischen Leitfähigkeit zu beweisen, können die unipolaren Effekte dienen, wenigstens insoweit, als sie zeigen, daß der Strom im wesentlichen von negativen Trägern bestritten wird. Man erhält unipolare Leitung entweder dadurch, daß man verschieden große Elektroden benutzt oder einseitig belichtet. Die erste Methode ist deshalb schwer reproduzierbar, weil es auf denjenigen Teil der Elektrode ankommt, der in wirklich inniger Berührung mit der zu untersuchenden Substanz ist. Derartige Effekte sind schon lange bekannt, wohl zuerst von Braun (1874) beobachtet worden. Die zweite Methode ist wesentlich einfacher. Belichte ich nämlich in einer Zelle, wie sie in Fig. 1 angezeigt ist, einmal die eine und dann die andere Elektrode, so erhalte ich bei der gleichen Stromrichtung verschieden starke Ströme. Die Kurven (Fig. 2), die an HgS_2 gewonnen sind, zeigen dies.

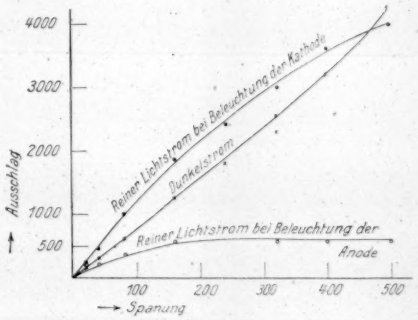


Fig. 2.

Man sieht, daß der Unterschied außerordentlich groß ist, und mit wachsender Spannung immer mehr zunimmt.

Einen noch besseren Einblick in den Stromvorgang erhält man, wenn man Sonden in das Präparat einführt. Man kann, dann analog wie bei Gasen die Potentialverteilung beobachten. Die Kurven der Fig. 3 stellen bei gleichmäßiger

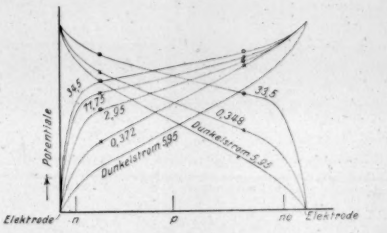


Fig. 3.

Belichtung den ungefähren Verlauf der Potentialverteilung für verschiedene Spannungen dar.

Die Linien zeigen zweierlei: Erstens, daß auch bei kleinen Spannungen bzw. Stromstärken die Potentialgefälle an den Elektroden größere Werte als in der Mitte haben, und zweitens, daß mit steigender Stromstärke der Hauptpoten-

1) F. Kaempf, diese Zeitschr. **13**, 689—694, 1912.
2) Joh. Schröter, Ann. d. Phys. **29**, 125—152, 1909.
3) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **36**, 25—48, 1911.

tialfall immer mehr auf die Kathodenseite rückt, d. h. die Leitfähigkeit wird dort geringer, was einer Verarmung an Stromträgern entspricht. Zugleich zeigen die Linien auch, daß es keinen Sinn hat, von der Leitfähigkeit des gesamten Präparates zu sprechen, denn man mißt eben immer nur einen Mittelwert, auch bei schwachen Strömen; die der reinen Substanz entsprechende Leitfähigkeit kommt nur in größerer Entfernung von den Elektroden zum Ausdruck.

Wir sehen also auch hier wieder, daß negative Träger die Stromleitung vor allem besorgen. Bei den sehr großen Unterschieden an beiden Elektrodenseiten hat man daher, da Gegenteiliges nicht vorliegt, die Berechtigung zu schließen, daß der Strom überhaupt nur von negativen Teilchen, also vermutlich Elektronen getragen wird. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so kann man, da die Elektronen natürlich auch Diffusionsvermögen besitzen müssen, aus dem Potentialverlauf an den Elektroden in Verbindung mit der unbeeinflußten Leitfähigkeit im Innern der Substanz, auch die Beweglichkeit der Teilchen ausrechnen. Ich erhielt so für die Elektronenbeweglichkeit, d. h. die Geschwindigkeit im Felde 1 Volt/cm in HgJ_2 etwa 2,9 cm/sec., ein Wert, der etwa $^1/_{10}$ von dem in Metallen angenommenen ist.

Einen anderen Weg hatte Scholl bei seinen Untersuchungen im feuchten belichteten Jodsilber beschritten. Scholl berechnet die Beweglichkeit der Licht-Ionen unter der Annahme, daß dieselben elektrolytischer Natur seien. Da er hierbei dann für die Summe der Beweglichkeiten einen Wert bekommt; der mehr als 5 mal so groß ist als die Summe der Beweglichkeiten von H- und OH-Ionen in Wasser, so schließt er, daß es unmöglich Ionen sein können, also Elektronen sein müssen.

Allen diesen Berechnungen liegen natürlich gewisse Voraussetzungen zugrunde. Die meiner Berechnung zugrunde liegende Annahme habe ich in 4 Punkten zusammengefaßt, von denen ich hier nur die beiden ersten anführen will:

I. Die positiven Teilchen haben alle die Beweglichkeit Null,

II. die negativen Teilchen sind Elektronen und haben alle die gleiche, der Temperatur entsprechende ungeordnete, mittlere Geschwindigkeit und folglich auch dieselbe Beweglichkeit.

Die nächste Frage ist daher die: Sind die Voraussetzungen richtig?

Ich habe schon damals in der Diskussion darauf hingewiesen, daß sich gewisse Bedenken gegen Punkt II erheben lassen. Diese Bedenken haben sich inzwischen mehr verdichtet und zu einer gewissen Modifikation der Anschauung geführt.

Man muß nämlich im Falle der Gültigkeit von II annehmen, daß die Beweglichkeiten der Elektronen in allen festen Körpern der Größenordnung nach den gleichen Wert haben. Man sollte daher erwarten, daß ein Sättigungsstrom umso leichter erzielt werden kann, je schlechter die lichtelektrische Leitfähigkeit ist. Dies schien auch so. Beim Selen nur unter großen Schwierigkeiten zu erhalten, gelang beim schlechter leitenden HgJ_2 der Sättigungsstrom viel leichter. Noch leichter müßte demnach bei Schwefel bei Ultraviolettbestrahlung ein Sättigungsstrom zu erzielen sein. Dies ist mir indes bis jetzt noch nicht gelungen, trotz der gleichen Anordnung wie die war, welche bei HgS_2 angewandt wurde. Wenn ich auch nicht zweifle, daß bei Anwendung höherer Potentialgefälle auch hier die Möglichkeit des Sättigungsstromes gegeben ist, so zeigen doch die negativen Versuche, daß die ausgesprochene Erwartung nicht erfüllt war. Daß auch beim Schwefel unipolare Effekte vorhanden sind, die negative Teilchen als stromübermittelnde Träger beweisen, zeigte mir folgender Versuch.

Bei einem Präparat, bei dem sich eine dünne Schwefelschicht zwischen einer Metallplatte und einem feinen Drahtnetz befand (Netz und Platte am Schwefel angeschmolzen!), erhielt ich bei 720 Volt Spannung einen etwa 30 Proz. größeren Lichtstrom, wenn das belichtete Drahtnetz negativ war.

Eine Erklärung für die Schwierigkeit des Sättigungsstromes und die langanhaltenden im Anfang erwähnten Polarisationswirkungen liefert folgende Annahme: Das ultraviolette Licht bewirkt eine Abspaltung von Elektronen aus den Schwefelmolekeln, diese verbinden sich beim Zusammenstoß mit anderen neutralen Molekeln teilweise zu negativen Ionen, die nun keine freie Beweglichkeit haben und somit an der Stromleitung nicht teilnehmen können. Diese so gebildeten Ionen werden sich im Dunkeln nur sehr langsam wieder zersetzen. Dagegen schneller im erregenden Licht und auch bei Belichtung mit langwelligerem Licht, da offenbar schon eine geringere Energie nötig sein wird, von einem negativen Ion ein Elektron abzuspalten als aus einen neutralen Molekül. Der für Schwefel durch die Experimente nahegelegte Vorgang wird vermutlich auch für andere lichtelektrische und auch sonstige Leiter qualitativ gleich sein, nur wird die Bildung und die Beständigkeit der negativen Ionen umso stärker ausgeprägt erscheinen, je elektronegativer der Körper ist.

Der durch langwelligeres Licht verursachte Zerfall der negativen Ionen steht auch im Einklang mit der Beobachtung von Gudden und Pohl, daß ultrarotes Licht Diamanten, die durch Einwirkung von ultravioletten Strahlen und Stromdurchgang gewisse Veränderungen erlitten haben, schneller als im Dunkeln wieder in ihren ursprünglichen Zustand zurückkehren.

Noch eine Folgerung läßt sich aus der vorgebrachten Annahme ziehen. Läßt man außer dem ultravioletten Licht gleichzeitig langwelliges Licht auf eine Schwefelzelle auffallen, so muß die beobachtete Leitfähigkeit größer sein als die Summe der Leitfähigkeiten aus den Einzelbestrahlungen, da das langwelligere Licht jetzt Elektronen aus den Ionen freimachen kann. In der Tat habe ich an einem Schwefelpräparat eine um etwa 20 Proz. größere Leitfähigkeit erhalten, als sie sich aus den Einzelwirkungen berechnet, wenn ich außer dem ultravioletten Licht (unter 250 $\mu\mu$) weißes Licht gleichzeitig einwirken ließ.

Wir kommen also auf dem Wege über die lichtelektrische Leitfähigkeit ganz zu den Anschauungen, die Lenard zur Erklärung der Phosphoreszenzerscheinungen ausgebildet hat.

Nur noch wenige Worte über den Sättigungsstrom, da hier in der Auffassung zwischen meinen Anschauungen und denjenigen von den Herren Gudden und Pohl ein Gegensatz zu bestehen scheint. Nach meiner Ansicht kann man als Sättigungsstrom nur den Strom ansehen, der dauernd durch ein Präparat hindurchfließt. Unter dauernd verstehe ich eine gewisse, wenn auch kurze Zeit, nach Einstellung eines stationären Zustandes. Also muß erst eine Verteilung der Ladungen eingetreten sein, und diese Verteilung wird sich umso schneller einstellen, je weniger eine Bildung von negativen Ionen in Erscheinung tritt, diese Zeitdauer läßt sich also nicht von vornherein bestimmen und wird je nach der Natur des Materiales verschieden sein. Kurz soll die Beobachtungszeit dann deshalb genommen werden, um sekundäre Effekte chemischer Natur nicht zur Geltung kommen zu lassen. Wenn wir hieran festhalten, so ist bei unverschiebbaren positiven Ladungen die Dauerstromstärke bedingt durch die Zahl der Elektronen, die aus der Metallkathode in die Schicht eintreten; es muß sich also der beherrschende Vorgang in einer an der Kathode liegenden Schicht abspielen, deren Dicke allerdings unbekannt ist, der übrige Teil des Präparates kann nur dadurch von Einfluß sein, daß er das Potentialgefälle an der Kathode beeinflußt, indem er einen mehr oder weniger großen Teil der angelegten Spannung verbraucht. Damit steht im Einklang die Fig. 2, die am Anfang der Ströme bei verschiedener Belichtung gegeben war. Ein bloßes dauerndes Herausziehen der durch das Licht gebildeten Elektronen ist nicht möglich, da sonst immer wachsende Ladungen in dem Körper zurückbleiben müßten.

Diskussion.

Gudden-Göttingen: Hält der Herr Vortragende seine frühere Angabe noch aufrecht, daß auch der Dunkelstrom in Selen gesättigt werden kann? Auf Grund dieser Angabe nahmen wir unrichtige Dimensionierung des Kondensators bei den damaligen Versuchen des Verfassers an[1]).

Kaempf: Der Kondensator betrug seinerzeit etwa 1 Mikrofarad. Die Aufladungen desselben waren in der Größenordnung von 1/100 Volt, so daß diese Fehlerquelle sicher entfällt. Ich halte das Resultat des gefundenen Sättigungswertes des Dunkelstromes bei den von mir gewählten sehr hohen Feldstärken und dünnen Schicht voll aufrecht.

Gudden: Die Unipolarität kann ich für die von uns untersuchten Kristalle bestätigen; doch ist zu betonen, daß sie nicht für den Primärstrom, sondern nur für den Sekundärstrom in unserer Bezeichnungsweise gilt[2]). Es scheint fast, als ob der Eintritt von Elektronen in einen isolierenden Kristall schwieriger wäre als der Austritt aus einem solchen.

Pringsheim-Berlin: Ich halte es für ganz ausgeschlossen, daß ein Elektron, das durch Licht im Kristallinnern freigemacht wird, dem Felde folgend aus dem Kristall in die Metallzuleitung austreten und nicht ebensowohl auf der anderen Seite Elektronen in den Kristal eintreten sollten.

1) Vgl. diese Zeitschr. **22**, 529, 1921.
2) Vgl. vorangehenden Vortrag, Fig. 1. (Diese Zeitschr. **23**, 417, 1922.)

Franz Rother (Leipzig), Über Elektronenentladung bei kleinen Elektrodenabständen.

1. Einleitung. Der Durchgang von Elektrizität durch einen Funkenschlagraum ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Aber nur wenige Forscher haben die Untersuchungen auf sehr kleine Funkenschlagräume unter Benutzung niedriger Spannung ausgedehnt. Dabei brachten es die experimentellen Schwierigkeiten mit sich, daß die Ergebnisse wenig Übereinstimmung zeigten[1]). Die Arbeiten beschränkten sich

1) Earhart, Phil. Mag. **1**, 147, 1901; Kinsley, ebenda **9**, 692, 1905; Hobbs, ebenda **10**, 617, 1905;

darauf, Entladungspotentiale zu messen, d. h. die Spannung an den Elektroden im Augenblick einsetzender Entladung. Verfasser zeigte nun zum ersten Male[1]), daß es möglich ist, über sehr kleine Schlagräume hinweg ein Elektrometer aufzuladen, also Stromwerte zu messen. Für Trennungsstrecken von der Größenordnung einer Lichtwellenlänge ergaben sich unter Benutzung niedriger Spannungen (Größenordnung 10 Volt) Stromwerte von etwa 10^{-14} Amp., die für verschiedene Metalle verschieden waren. Die Messungen wurden in Luft von Atmosphärendruck und in einem Vakuum von etwa 0,5 mm ausgeführt. Ein diesbezüglicher Unterschied in den Erscheinungen war nicht festzustellen und es wurde deshalb die Absicht ausgesprochen, die Versuche in möglichst hohem Vakuum zu wiederholen, bzw. fortzusetzen[2]). Inzwischen wurden von G. Hoffmann-Königsberg ähnliche Untersuchungen und zwar nun auch Strommessungen in einem besseren Vakuum (ca. 0,001 mm) ausgeführt, bei dem jedoch Schliffe mit Fettdichtungen nicht vermieden waren. Es befand sich außerdem der ganze Interferenzapparat mit einem bewickelten Ringmagnet in dem Vakuumgefäß, in dem die Entladungserscheinungen gemessen wurden. Als Meßinstrument diente das hochempfindliche Elektrometer nach Hoffmann, das meßtechnisch einen Fortschritt darstellte. Es wurden Stromübergänge gemessen unter Benutzung etwas höherer Spannungen und im allgemeinen bei etwas größeren Abständen. Eine Diskussion dieser Ergebnisse im Vergleich mit denen des Verfassers wird an anderer Stelle erfolgen. Auch diese Versuche ließen es wünschenswert erscheinen, in einem noch besseren Vakuum zu arbeiten, das Oberflächenhäute, Wasserdampf usw. unter Ausschluß von Fettdichtungen und Fettdämpfen zu beseitigen gestattet[3]).

Die Aufgabe war also dahin festgelegt, eine Vorrichtung zu bauen, die gestattet, im höchsten zurzeit erreichbaren Vakuum zwei metallische Elektroden gegeneinander zu bewegen und einzustellen und deren Abstand mit höchster Genauigkeit zu messen. Zur Erreichung dieses Zieles standen zwei Wege offen, wenn man von der für den vorliegenden Zweck praktisch nicht anzuwendenden Wärmeausdehnung absieht: Die Magnetostriktion und die Durchbiegung einer Membran.

2. Befestigt man in einem Vakuumrohr die eine Elektrode so, daß sie unter Zwischenschaltung eines eisernen Rundstabes an der Einschmelzstelle sitzt, so ist es möglich, durch Erregung einer über das Glasrohr geschobenen, also außerhalb des Vakuums befindlichen Spule den Eisenstab zu magnetisieren. Es tritt eine Verlängerung desselben und somit eine Annäherung an die zweite fest im Rohr sitzende Elektrode ein. Durch Aufsetzen eines planen vergoldeten Spiegels ist es möglich, die Ausdehnung gegen einen zweiten festsitzenden Spiegel durch Interferenzen gleicher Neigung zu messen. Versuche (Fig. 1) ergaben, daß bis zu gewissen

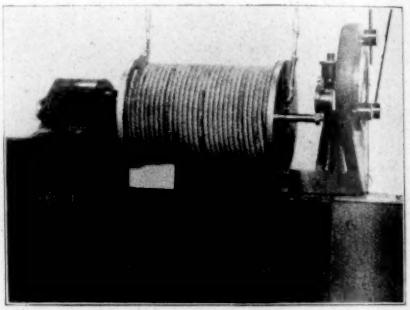


Fig. 1.

Beträgen die Ausdehnung des Eisenstabes so regelmäßig erfolgt, daß ein Kontrollspiegel im Vakuum überhaupt nicht mehr nötig ist, sondern vielmehr die genaue Einstellung lediglich durch Erregung der Spule mit einer bestimmten, für einen gegebenen Eisenstab vorher gemessenen Stromstärke, also lediglich durch Regulierung eines in den Stromkreis eingeschalteten Widerstandes erfolgen konnte. Setzt man also die dem Versuche dienenden Elektroden in ein Vakuumrohr, so ist damit die Möglichkeit gegeben, von außen her konstante Einstellung unter weitgehendster Vermeidung irgendwelcher Erwärmung zu erzielen.

Ausführungsform: Unter Benutzung sogenannter Platintöpfe werden zwei Elektroden in ein Vakuumrohr eingesetzt, sodaß sie sich mit einem möglichst geringen (für vorliegende Zwecke) Abstand gegenüberstehen. Die eine derselben wird von einem dünnwandigen Metallrohr getragen, in das ein ebensolches Rohr aus reinstem Elektrolyteisen axial dazwischen gesetzt ist. Radiale Bohrungen sorgen für Kommuni-

Earhart, ebenda **16**, 147, 1908; Almy, ebenda **16**, 456, 1908; R. W. Wood, ebenda **24**, 316, 1912; G. Hoffmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 880, 1910; diese Zeitschr. **11**, 961, 1910.

1) Rother, diese Zeitschr. **12**, 671, 1911; Ber. d. Sächs. Ges. d. Wissensch. **65**, 214, 1913; Ann. d. Phys. **44**, 1238, 1914; Leipz. Diss. 1914.

2) Rother, Ann. d. Phys. **44**, 1270, 1914.

3) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **4**, 363, 1921.

kation mit dem Vakuum, so daß die ganze Anordnung mit den Hilfsmitteln der modernen Hochvakuumtechnik weitgehend entgast werden kann; in diesem Fall besonders leicht erreichbar durch Erregen der Einstellspule mit einem hochfrequenten Wechselstrom. Dadurch kann der Eisenkern und somit die ganze Elektrode bis auf Weißglut erhitzt werden. Durch sinngemäße Veränderungen der Versuchsbedingungen lassen sich Abstandsänderungen von etwa 5 Lichtwellenlängen erzielen; jedoch ist die Methode nur anwendbar, wenn es sich um Abstandsänderungen handelt. Sollen die Kontakte zur Berührung gebracht werden, so ist sie nicht brauchbar, da bei der relativen Kleinheit des Striktionseffektes glastechnisch beim Einsetzen der Elektroden der Abstand nur durch Zufall so bemessen werden kann, daß er durch die Magnetostriktion gerade voll überbrückt wird. Die Methode arbeitet erschütterungsfrei, wenn die erregende Spule im Meridian aufgehangen wird. Die Abstandsänderung erfolgt so genau, daß bei der Ausdehnung des Eisenstabes die Justierung und die Güte der Interferenzringe erhalten bleibt.

3. Will man den Kontaktabstand im Hochvakuum so ändern, daß auch die Herstellung einer Berührung der Kontakte möglich ist, so erweist sich die Anwendung einer Platinmembran als geeigneter. Eine solche Membran ist schon benutzt worden, um in einem Vakuumrohr Bewegungen von Metallteilen ausführen zu können (so von Lilienfeld), jedoch noch niemals zu Abstandsmessungen höchster Genauigkeit unter Benutzung von Lichtinterferenzen. Bei zweckmäßiger Wahl einer solchen Platinmembran (ca. 22 mm Durchmesser, 0,07 mm Dicke) war es möglich, Abstandsänderungen bis zu 4 mm im Hochvakuum herzustellen. Dabei wurde der eine Kontakt durch die Membran, die in das Glasrohr eingeschmolzen war, hindurch mit dem Schlitten eines Interferometers nach Fabry und Perot so starr verbunden, daß beim Bewegen des Schlittens absolut zwangläufige Bewegungen des Kontaktes im Innern des Hochvakuumrohres gewährleistet waren. Die Kontakte wurden beim Verblasen des Rohres auf einen Abstand von ca. 1 mm gebracht, was ohne Mühe vom Glasbläser zu bewerkstelligen war. Auch hier konnte vor dem Einsetzen des Rohres in das Interferometer die Entgasung nach den Methoden der Hochvakuumtechnik durchgeführt werden. Fig. 2 zeigt die äußerst stabile Anordnung für Versuche im Hochvakuum, Fig. 3 die gegen früher verbesserte (l. c.) für solche in Luft (Schutzgehäuse der Kontakte abgenommen). Beim Evakuieren des Rohres wird durch den äußeren Luftdruck die Membran nach innen gedrückt, sodaß der

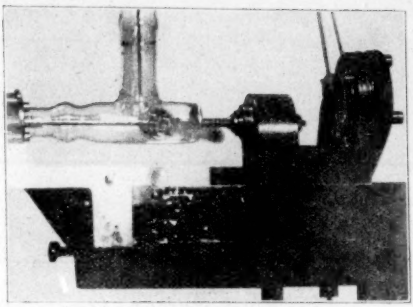


Fig. 2.

eine mit ihr starr verbundene Kontakt bis zur Berührung mit dem ihm gegenüber befindlichen kommen kann. Dies wird verhindert durch die starre Verbindung der Membran mit dem Interferometerschlitten. Dieser wird durch den so auf ihn ausgeübten Zug so gegen die ihn bewegende Schraube gedrückt, als ob eine Feder in dieser Richtung wirksam wäre. Daraus ergibt sich der große Vorteil, daß der tote Gang der Bewegungsschraube des Interferometers auf ein Mindestmaß gebracht wird. Durch Nachlassen der Bewegungsschraube werden so die Kontakte lediglich durch den äußeren Luftdruck

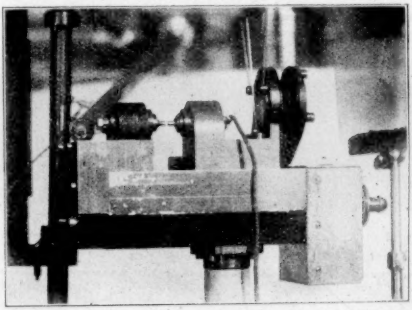


Fig. 3.

einander genähert, sodaß die Bewegungsschraube nicht als Druckschraube beansprucht zu werden braucht.

4. Die elektrische Anordnung wurde gegen früher dahin verbessert l. c., daß durch Benutzung eines Piezoquarzes die von Curie angegebene ausgezeichnete Nullmethode angewandt

werden konnte[1]). Weiterhin wurde ein hochempfindliches Elektrometer nach Hoffmann benutzt, das in seiner wundervollen Ausführung von Leybold eine große Annehmlichkeit beim Arbeiten bot[2]).

5. Die optische Anordnung war genau dieselbe wie früher, es wurde mit dem Licht der grünen *Hg*-Linie ($\lambda = 546$), jedoch mit vergoldeten Interferometerplatten gearbeitet.

6. Die Kontakte (Elektroden) bestanden aus massiven Metallzylindern von größter Reinheit von 4 mm Durchmesser. Es wurden mit den in der Optik gebräuchlichen Methoden an die einander zugekehrten Enden sphärische Konvexflächen angeschliffen und hochpoliert, l. c.

7. Bezüglich der Aufstellung der ganzen Anordnung wurde gegen früher eine bedeutende Besserung erzielt. Es gelang nämlich, gegen früher, wo nur in der Nacht beobachtet werden konnte, völlige Erschütterungsfreiheit zu erzielen. Dies wurde erreicht durch Aufbau der Anordnung auf einer großen sehr schweren Glasplatte, die unter Zwischenlage von dicken Filzplatten auf zwei sehr schweren Steinpfeilern ruhte; diese wiederum standen auf dem 40 cm dicken Betonboden eines Zimmers im Erdgeschoß. Es wurde dadurch erreicht, daß während der optischen Beobachtung sämtliche Pumpen im Betrieb bleiben konnten; selbst das Schließen einer Tür — wenn es nicht allzu heftig war — brachte die Interferenzringe (die eine Platte des Interferometers saß an einem Hebelarm) nicht mehr zum Erzittern.

8. Legte man nun an den einen Kontakt ein niederes Potential, so zeigte sich, daß auch im Hochvakuum eine Aufladung des Elektrometers über eine sehr kleine Kontakttrennungsstrecke hinweg erfolgte. Dabei waren im vollkommensten Vakuum die benötigten Potentiale etwas höher, als diejenigen für die früher ausgeführten Versuche l. c. in Luft für gleiche Kontaktabstände und sonstige gleiche Versuchsbedingungen; dieselben bleiben aber noch weit unter dem sogenannten Minimumpotential.

Versuchsbeispiel: Zwei Kontakte aus Platin. Krümmungsradius der sphärischen Flächen 20 mm. Angelegtes Potential 190 Volt. Übergehender Strom von der Größenordnung $5 \cdot 10^{-14}$ Amp. Kontaktabstand 250 $\mu\mu$. Dabei stieg der Strom mit zunehmender Spannung sehr stark an.

9. Nachdem durch das im Vorstehenden beschriebene Hochvakuuminterferometer elektrische Leitungsvorgänge im Hochvakuum der genauen Messung zugänglich geworden sind, liegt es nahe, auch die von Lilienfeld beobachteten[1]) und in seiner Aeonaröhre technisch ausgenutzten Vorgänge einer genaueren Untersuchung damit zu unterziehen. Es ist anzunehmen, daß der von mir schon 1911 beobachtete l. c. und nun auch im Hochvakuum nachgewiesene Effekt sich nur quantitativ von dem „Aeona"-Effekt unterscheidet. Lilienfeld arbeitet mit Hochspannung (Größenordnung 100000 Volt) und Elektrodenabständen von mehreren Millimetern. Er bekommt eine selbständige Elektronenentladung, die beim Auftreffen auf die gegenüberstehende Elektrode (Antikathode) Röntgenstrahlung ergibt. Es liegt nahe, anzunehmen, daß auch dieser Effekt wie der im Vorstehenden beschriebene seine Ursache lediglich in den auftretenden ungeheueren starken Feldern (mehrere Millionen Volt pro cm) hat. Ist diese Annahme richtig, so müßte auch im vorliegenden Fall bei sehr kleinen Elektrodenabständen Röntgenstrahlung auftreten, die aber infolge ihrer, durch die außerordentlich niedrige benutzte Spannung bedingte Weichheit, außerhalb des Glasrohres kaum nachzuweisen sein wird. Die in dieser Arbeit beschriebene Erscheinung könnte nach den bestehenden Vorstellungen als eine Art „kalter Richardson-Effekt" angesprochen werden.

Es bedarf kaum eines besonderen Hinweises, daß das beschriebene Hochvakuuminterferometer bei sinngemäßer Abänderung in der Elektrooptik für meßbare Herstellung von elektrischen Feldern Anwendung finden kann. Es liegt nahe, im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Frage aufzuwerfen, ob bei den unter ähnlichen Verhältnissen erzeugten „Hochvakuumfunken" von Millikan[2]), durch die auftretenden enormen elektrischen Felder nicht Beeinflussungen optischer Meßresultate und Ergebnisse durch eine Art Starkeffekt zu erwarten sind.

Eine in Kürze erscheinende Arbeit wird über Meßresultate auch an den in der Röntgentechnik wichtigen Metallen berichten. Auch wird versucht, unter Benutzung höherer Spannungen bei größeren Kontaktabständen eine Brücke zwischen dem beschriebenen und dem von Lilienfeld beobachteten Aeona-Effekt zu schlagen.

Diskussion.

Hoffmann: Ich freue mich, daß die Messungen weitergeführt werden, deren Schwierigkeiten nur der ganz ermessen kann, der

1) Curie, Die Radioaktivität I, 94, 1911.
2) In dankenswertester Weise von der Deutschen Notgemeinschaft zur Verfügung gestellt.

1) J. E. Lilienfeld, Zur Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Ber. d. S. Akad. d. Wiss. **72**, 31, 1920.
2) Phys. Rev. **12**, 167, 1918.

selbst diese Erscheinungen studiert hat. Daß es sich nicht etwa nur um halbleitende Oberflächenschichten handelt, sondern eine Erscheinung zugrunde liegt, die man als Elektronenaustritt aus Metallen, durch hohe Feldstärken bedingt, auffassen muß, glaube ich vor allem durch meine vor zwei Jahren publizierten Messungen sichergestellt zu haben, die unter anderem sehr starke Einseitigkeit der Stromleitung bei Kommutierung der Spannung zwischen Elektroden verschiedenen Materials ergaben.

Schottky: Ich möchte bemerken, daß man wohl kaum hoffen darf, aus derartigen Untersuchungen etwa direkte Anhaltspunkte für die Atomkräfte zu gewinnen, die an der Oberfläche auf die austretenden Elektronen wirken. Selbst bei der besten Politur sind die kleinsten Erhöhungen und Verwerfungen der Oberfläche, auf die es bei diesen starken Feldern gerade ankommt, nicht zu beseitigen, man wird also immer eine Art Spitzenwirkung haben und bei der theoretischen Diskussion keineswegs mit einer homogenen Feldstärke unmittelbar an der Oberfläche rechnen können.

Rother: Verunreinigungen kommen nicht in Frage. Die Reproduzierbarkeit des elektrischen Effektes selbst ist (selbst nach neuer Politur der Kontakte) eine weitgehende Garantie für die Güte der Metalloberfläche, wie ich schon bei der Auffindung dieses Effektes im Jahre 1911 gezeigt habe.

Schottky: Es handelt sich nicht um Verunreinigungen, sondern um einen Effekt am reinen Metall, der aber von dessen zufälliger und unbekannter submikroskopischer Oberflächenbeschaffenheit modifiziert wird.

Hoffmann: Damit stimme ich überein, daß es sich bei meinen Zahlenangaben für Feldstärken nicht um Atomkonstanten handelt, sondern Abhängigkeiten von der Struktur der Oberfläche vorhanden sind. Die lokalen Feldstärken, die den Elektronenaustritt bedingen, können merklich oberhalb der gemessenen Durchschnittsfeldstärken liegen.

W. Steubing (Aachen), Die Spektra von Argon, Jod und Stickstoff im elektrischen Feld. (Mit Tafel XI.)

Die Untersuchung der drei Spektra im elektrischen Feld, über die ich Ihnen berichten möchte, entsprang einem doppelten Zweck und daraus erklärt sich auch die getroffene Auswahl von Elementen. 1. lag mir daran, nachdem die Arbeiten von J. Stark und seinen Mitarbeitern so bemerkenswerte Erfolge im Linien- bzw. Serienspektrum ergeben haben, Aufschluß zu bekommen, wie die anderen Arten von Spektra der Gase, d. h. das Banden- und das kontinuierliche Spektrum sich im elektrischen Felde verhalten. 2. wünschte ich eine Frage weiter zu behandeln, die heute für den Atomaufbau von Wichtigkeit sein dürfte, nämlich welche Faktoren für die Wirkung eines elektrischen Feldes auf das optische Spektrum der Elemente besonders wirksam sind? In dieser Hinsicht sind von J. Stark und seinen Schülern gewisse Leitsätze aufgestellt und experimentell nachgeprüft worden, die kurz gefaßt sagen, daß die elektrische Feldwirkung abnimmt, 1. mit steigendem Atomgewicht, 2. mit wachsender chemischer Valenz, wogegen gewisse Proportionalität besteht zu der Linienverbreiterung bei steigendem Druck und Druckverschiebung in den einzelnen Serien gliedern.

Am eingehendsten untersucht wurde der Stickstoff, dessen Bandenspektrum nach der Starkschen Methode wohl als einzigstes in Betracht kommt, doch sind die Schwierigkeiten hierbei groß. Zunächst ist jedes, auch das Stickstoffbandenspektrum in den Kanalstrahlen außerordentlich lichtschwach. Dazu kommt der Übelstand, daß sekundäre Effekte, die durch die Untersuchungsmethode eintreten können, die Ergebnisse fälschen können. Ich führte die Versuche am Stickstoff zum großen Teil mit Herrn Dr. Kirschbaum gemeinsam aus.

Da die Methode von J. Stark darin besteht, daß die Kanalstrahlenemission in einem Felde untersucht wird, das die Kanalstrahlen je nach dem Sinne der angelegten positiven oder negativen Spannung stark beschleunigt oder verzögert, war es erforderlich, getrennt zu untersuchen, welchen Einfluß die Abbremsung und Beschleunigung der Kanalstrahlen auf den Charakter des Bandenspektrums selbst hat. Herr Kirschbaum hat unabhängig von diesen Versuchen eine ausführliche Arbeit vorgenommen, ob und welche Änderungen das Stickstoffbandenspektrum unter den verschiedenen Anregungsbedingungen in einer Entladungsröhre erfährt, eine Untersuchung, die demnächst erscheinen wird. Ein Vergleich der Kanalstrahlenspektra mit und ohne Feld zeigt, welchen Einfluß das elektrische Feld auf das Bandenspektrum ausübt.

Die Hauptschwierigkeit liegt in der mangelhaften Intensität, die selbst bei 24 stündigen Aufnahmen mit lichtstärkster Optik schwer ausexponierte Spektra liefert. Deshalb ging mein Bestreben dahin, die Leuchtbedingungen entsprechend zu verbessern. Die Mittel dazu lieferte uns in dankenswertester Weise das Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik. Da bei der ursprünglich von J. Stark benutzten Röhren-

form die Elektroden die Belastung nicht aushielten und abschmolzen, wählte ich eine Röhre, wie sie aus dem Bild ersichtlich ist (Fig. 1).

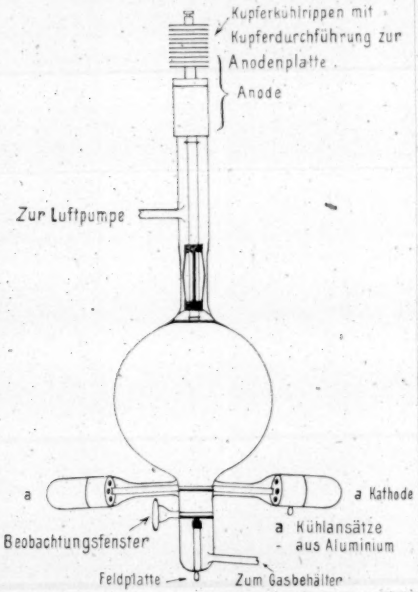


Fig. 1.

Sie hat sich bestens bewährt und dürfte für Untersuchungen auf diesem Gebiet von Vorteil sein. Zweck und Form der Elektrodenansätze zur Kühlung sind aus der Zeichnung ersichtlich. Während bei den anfänglich benutzten Röhren die Elektroden, besonders die Anode bei entsprechender Belastung abschmolzen, gelang es uns, Aufnahmen mit 4—5 facher Intensität 12 Stunden hindurch zu machen (20 Milli-Amp. Stromstärke bei 6—7000 Volt Elektrodenspannung). Festzustellen ist dabei, daß unabhängig von der Feldrichtung (positive oder negative Feldspannung) mit dem Anlegen der Spannung die Intensität des Bandenspektrums abnimmt. Die erhaltenen Spektrogramme zeigen folgendes Bild (Fig. 2[1]). Man sieht sofort, daß das Spektrum in den Banden verschieden ist, und zwar besonders hinsichtlich der Intensitätsverteilung. Sicherlich findet keinerlei Verschiebung oder Zerlegung der Bandenlinien statt, wie sorgfältige Vergleiche und Messungen an den Banden zeigen, denn die gleiche Struktur zeigen die Banden bis zu den höchstmöglichen Feldstärken. Weiterhin ergab sich, daß ein völliges Verschwinden der Banden, wie man es vielleicht erwarten könnte, da schon relativ schwache Felder die Intensitätsminderung bringen, nicht zu erzielen ist, obgleich ich bis zu Feldstärken von 74000 Volt/cm gegangen bin. Man erhält die ersten starken Glieder der Bande und die Frage muß offen bleiben, ob die schwächeren Glieder wegen fehlender Intensität (Unterexposition infolge der Feldwirkung) oder durch diese selbst verloren gegangen sind. In welcher Weise die Intensitätsänderung in einer Bande erfolgt, ist am besten beim Betrachten einer Registrierkurve der Bande mit und ohne Feld zu ersehen (Fig. 3a u. b). Die Kurven verdanke ich der

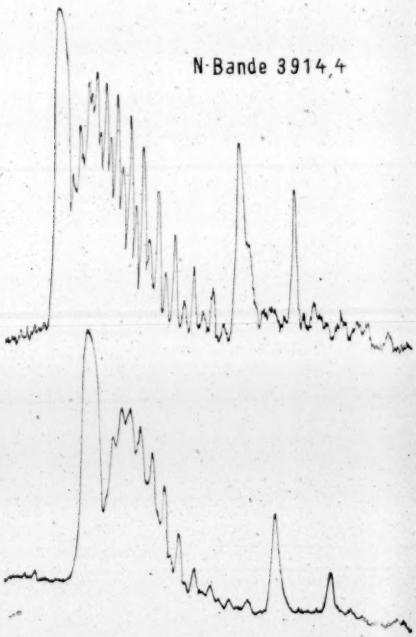


Fig. 3a.

Liebenswürdigkeit der Herren Dr. Deumens und Prof. Ornstein, Utrecht, wo sie der erstere mit dem Utrechter Registrierphotometer aufgenommen hat. Die Kurven lassen erkennen, daß eine durchaus regelmäßige, in beiden Banden gleichartige Intensitätsminderung stattfindet. Daß es sich hier nicht um photo-

1) Die Figuren 2, 4, 5 befinden sich auf Tafel XI.

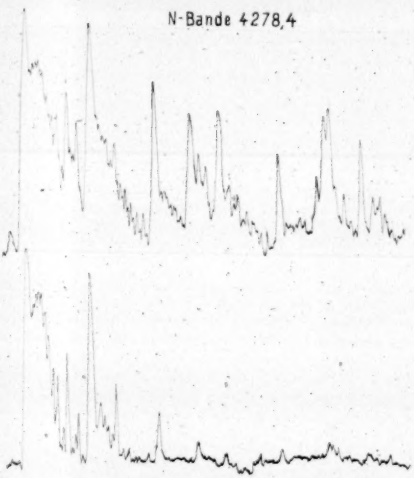


Fig. 3b.

graphische Effekte (Über- und Unterexposition) handelt, läßt folgende Fig. 4 erkennen. Man sieht eine Reihe von Spektra mit derselben Feldstärke wie in voriger Fig. verschieden lange exponiert. Keins der Spektra entspricht einem solchen ohne Feld. Mein Bestreben ging dahin, diese Abnahme als Funktion der Feldstärke messend über die einzelnen Banden hin zu verfolgen, doch war es wegen der erwähnten allgemeinen Intensitätsabnahme mit steigendem Feld unmöglich, mehr als die der Kante folgenden stärksten Glieder der Bande zu erhalten und ich mußte mich mit der Feststellung begnügen, daß die Intensitätsabnahme, die sich besonders auf eine der schwachen Serien jeder Bande zu erstrecken scheint, nicht so weit führt, daß die ganzen Banden unterdrückt werden, ferner daß diese Intensitätsänderung nicht mit sekundären Effekten des Feldes, wie vorhin erwähnt, zusammenhängt, also nichts mit Vermehrung und Verminderung der Kathoden- und Kanalstrahlen und ihrer Geschwindigkeitsänderung im Feld zu tun hat. Zu erwähnen wäre noch, daß neue Linien des Stickstoffs oder Zerlegungen niemals auftraten.

Der Untersuchung des Bandenspektrums sollte die des kontinuierlichen Spektrums am Jod folgen, das wegen seiner theoretischen Deutung besonderes Interesse beanspruchen kann. Die einwertigen Halogene sind im elektrischen Felde meines Wissens bisher überhaupt noch nicht untersucht worden und so war auch eine Untersuchung des Linienspektrums von Wichtigkeit.

Nach schönen Untersuchungen von Eder und Valenta[1]) zeigen die Halogene Chlor und Brom in ihren Linien starke Verbreiterungserscheinungen mit steigendem Druck, und die Neigung dazu scheint mit wachsendem Atomgewicht zuzunehmen. Anderseits müßte das hohe Atomgewicht des Jods einer Feldwirkung nach Stark ungünstig sein.

Spektrale Untersuchungen im Jod, wenn man genügende Intensität und reine Bedingungen haben will, sind nur bei Verwendung von Kohleelektroden möglich. Ich mußte deshalb die vorige Röhre verlassen und eine solche im Prinzip gleichgebaute mit Kohleelektroden verwenden. Die größte Schwierigkeit macht die schlechte Wärmeleitung der Kohleelektroden, denen man nicht wie bei anderen durch Kühlansätzen und dergl. die Wärme entziehen kann, und so kommt es leicht zu stärkster Erhitzung und Schmelzen des Glases. Die maximale Stromstärke, die ich nur mit größter Vorsicht verwenden konnte, betrug 5 Milli-Amp. gegenüber 20 bei der vorigen Röhre.

Das Kanalstrahlenlicht in reinem Joddampf hat eine blauviolette Farbe entsprechend dem in ihm vorherrschenden blauvioletten kontinuierlichen Spektrum. Daneben finden sich lichtschwach eine Anzahl Linien, die teilweise auch im normalen Funkenspektrum des Jods zu erhalten sind. Beim Anlegen des Spannungsfeldes ist sofort mit dem Auge die Intensitätsabnahme bemerklich, obgleich okulare Messungen in diesem Gebiet unmöglich sind. Das Gleiche zeigen die Spektrogramme. Das kontinuierliche Leuchten verschwindet fast vollkommen, tritt jedenfalls gegenüber den vorher so schwachen Linien gänzlich zurück, wie die Aufnahmen Ihnen zeigen werden. Die Linien selbst sind schwach, zum Teil zerlegt, bei mehreren tritt eine stärkere Verschiebung der Komponente parallel zum Feld nach kürzeren Wellen, bei einigen umgekehrt auf. Manche bleiben unverändert, höchstens daß die Intensität der Komponente senkrecht zum Feld wesentlich größer erscheint. Eine geringe Zerlegung in mehr als 2 Linien war nur bei einem Felde von 30000 Volt/cm an den 3 letzten im Violett liegenden Linien zu beobachten, die in dem hier gezeigten Spektrogramm (aufgenommen bei 20000 Volt/cm) lediglich verwaschen erscheinen. Zu genauen Messungen in diesem Grenzgebiet des Spektrographen ist wegen der Unschärfe keine Möglichkeit. Auffallend ist das Erscheinen einer neuen, sehr intensiven

1) Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse.

Linie bei Wellenlänge 4280, die alle anderen übertrifft, unzerlegt und scharf erscheint, beim Jod nie beobachtet wurde, bei mir auch im Kanalstrahlenlicht fehlt und auch als Verunreinigung (Kohle oder dergl. aus den Elektroden) nicht zu identifizieren ist. Neben ihr treten einige andere schwache auf, die im normalen Kanalstrahlenspektrum fehlen, aber wenigstens teilweise im Funkenspektrum beobachtet sind. Die Tabelle Fig. 5 zeigt die beobachteten Linien und ihre Verschiebung in den verschiedenen Spektren. Zur Erläuterung der Spektrogramme sei bemerkt, daß das Feldspektrogramm durch ein Wollastonprisma in eine obere und untere Hälfte zerlegt ist, die die parallel und senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten zeigen (Fig. 5). Es besteht demnach beim Jod eine doppelte Einwirkung des elektrischen Feldes auf das optische Spektrum: 1. wird das kontinuierliche Spektrum unterdrückt, 2. treten Linienzerlegungen und -verschiebungen und neue Linien im Spektrum auf.

Es bleibt noch über die Versuche an Argon zu berichten. Bekanntlich zeigen die vor dem Argon in der Reihe der Edelgase stehenden Helium und Neon eine elektrische Linienzerlegung und neue Linien zum Teil in beträchtlichem Maße. Argon unterliegt nach Untersuchung von Eder u. Valenta ebenfalls starken Linienverbreiterungen mit steigendem Druck,

Linienspektra des Jods mit u. ohne Feld.

Linien, die in Funken u. Kanalstrahlenlicht vorhanden sind.	Linien, die im Feld vorhanden sind	
	∥	⊥ zum Feld
4748	4748	
4726	4726	
4661	4681	
4600,0	4601	4600
4597,1	4597,1	4596
4576,8	4575	4576
4571,6	4569	4569
4563	4560	4562
—	4546	4548
4529,3	—	—
4507	—	—
4483,0	—	—
4453,2	—	—
4442,8	—	—
4434,4	4434,4	
—	4427 ?	
4417,5	—	—
—	4411	
4321	4321	
4288,3	—	—
—	4280	
4273,8	—	
—	4231	
4133,4	4133,4	
4108,3	—	
—	3940,27	
—	3960	
—	3905,9	
—	3892	
	3863	

Fig. 5.

und so wäre, zumal das Atomgewicht mit 40 weit unter dem von Jod mit 127 liegt, eine elektrische Einwirkung sehr wahrscheinlich.

Zwar haben schon die Schüler von J. Stark, Böttcher u. Tuczek[1]), das Argon mit negativem Erfolg untersucht, aber da sie nach der Methode von Lo Surdo in der ersten Kathodenschicht gearbeitet haben, wo erstens quantitative Messungen kaum möglich und starke Felder

1) Ann. d Phys. 61, 107, 1920.

nicht anzuwenden sind (sie geben als Maximum 26000 Volt/cm an), schien es mir von Wichtigkeit, das Argon nochmals zu untersuchen. Hierzu wurde wieder die eingangs beschriebene Röhre verwendet. Ich kann indes das Resultat der erwähnten zwei Autoren nur bestätigen, indem ich auch bei Feldern von 38000 Volt/cm keine Spur von Zerlegungen, Verschiebungen oder neuen Linien finden konnte. Dabei zeigen meine Spektrogramme sämtliche Linien in gleicher Intensitätsverteilung, wie die von Eder u. Valenta reproduzierten Aufnahmen des Glimmlichtspektrums im ersten Argonspektrum am positiven Pol.

Ich möchte daraus schließen, daß es an einem einwandfreien Kriterium, von welchen Faktoren die Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes auf das Spektrum der einzelnen Elemente abhängt, noch fehlt. Erst die weitere Klärung des Atombaues, d. h. der Anordnung der äußeren Elektronenringe wird Aufschluß bringen, wann und wie diese den Durchgriff des äußeren Feldes in das Atominnere verhindern.

Diskussion.

Konen-Bonn: Während des Krieges ist ein Buch von R. W. Wood erschienen, in dem eine Reihe von Aufnahmen des Jod-Serien-Spektrums veröffentlicht worden ist, die Verschiedenheiten der Zusammensetzung zeigen, die vielleicht auf die elektrische Feldwirkung zurückzuführen sind. Es dürfte sich wohl lohnen, die Woodschen Messungen auf die elektrische Feldwirkung nachzuprüfen.

Steubing (Antwort auf Konen): Ich halte es für sehr gut möglich, daß diese Veränderungen, die R. W. Wood gefunden hat, auf den vorhandenen Starkeffekt zurückzuführen sind.

W. Wien-München: 1. Hat die Dispersion ausgereicht, um innerhalb des Stickstoffbandenspektrums Veränderungen der Spektrallinien nachzuweisen?

2. Sind Unterschiede im Verhalten der positiven und negativen Banden festzustellen gewesen? Ich habe nachweisen können, daß die negativen Banden von positiven Trägern, also vom positiv geladenen Molekül, die positiven vom ungeladenen Molekül ausgesandt werden.

3. Sind Beobachtungen am kontinuierlichen Spektrum des Wasserstoffs angestellt?

Steubing (Antwort auf W. Wien): Zu 1. Ich glaube mit aller Sicherheit sagen zu können, daß die Dispersion besonders in der kurzwelligen Bande genügt, um festzustellen, daß keinerlei Zerlegungen oder Serienverschiebungen auftraten.

Zu 2. Meine Untersuchung erstreckt sich nur auf die negativen Banden. Wenn die positiven in den Kanalstrahlen auftreten, so doch nicht mit genügender Intensität und Ausdehnung, um an ihnen eine Felduntersuchung ausführen zu können.

Zu 3. Den Wasserstoff habe ich nicht weiter untersucht, möchte aber nach den Notizen in den Arbeiten von Stark annehmen, daß es sich nicht so wie das kontinuierliche Jodspektrum verhält.

Pringsheim-Berlin: Ich möchte fragen, ob die grüngelben Bandenlinien des Joddampfes in dem Effekt nicht zu beobachten waren.

Steubing (Antwort auf P. Pringsheim): Ich habe die grüngelben Banden im Kanalstrahlenlicht allerdings bei großer Stromstärke schwach beobachten können, doch ist ihre Intensität so verschwindend gegenüber dem violetten Teil des Spektrums, daß man keine Beobachtungen an ihnen machen kann.

Gerlach-Frankfurt a. M.: 1. Das Verschwinden des kontinuierlichen Spektrums im elektrischen Felde würde für die Franckschе Deutung sprechen, indem die Rekombination im elektrischen Felde verhindert wird.

2. Der zweite intensive Teil des kontinuierlichen Spektrums verhält sich nach Versuchen im Frankfurter Institut absolut nicht immer genau so wie der erste Teil. Bei bestimmten Temperaturen und elektrischer Anregung kann man den zweiten Teil intensiv ohne den ersten erhalten.

3. Die zahlreichen Linien treten auch bei Erregung mit Außenelektroden und sehr hohen Spannungen auf. Sie scheinen vorwiegend dem Funkenspektrum des Jodatoms anzugehören.

Born-Göttingen: Im letzten Heft des Phil. Mag. findet sich eine Arbeit von Landau-Ziemecki, aus der hervorzugehen scheint, daß das sogenannte kontinuierliche Spektrum des Joddampfs in Wahrheit ein Bandenspektrum ist. Franck ist geneigt, daraufhin seine Deutung dieses Spektrums mit Hilfe der Elektronenaffinität aufzugeben. Dafür sprechen auch die neuen Beobachtungen Lymans über die S-Terme des Heliums; diese ergeben sich daraus nach Franck um etwa 0,7 Volt = 18 kcal niedriger. Um ebensoviel sind die mit Helium geeichten Dissoziationsspannungen der Halogenwasserstoffe von Knipping zu verkleinern; berechnet man daraus die Elektronenaffinität des Jods, so bekommt man einen Wert, der von dem Steubing-Franckschen um etwa 20 kcal abweicht.

Steubing (Antwort auf M. Born): Ich habe die betreffende Arbeit noch nicht gesehen, kann aber nach meinen Aufnahmen zum Teil mit großer Dispersion an einen 3 m-Gitter nicht glauben, daß das Spektrum wirklich ein Bandenspektrum ist.

Konen: Zur Frage der Beschaffenheit des kontinuierlichen Jodspektrums weise ich auf eine vor längerer Zeit beendete, aber aus äußeren Gründen nicht gedruckte Arbeit von Frl. Bögemann hin, in der auch das kontinuierliche Jodspektrum mit großer Dispersion untersucht wird. Es zeigt sich, daß in dem sogenannten kontinuierlichen Spektrum eine Menge von Linien gefunden werden. Ein Teil derselben ist auf eine Verbindung des Quecksilbers mit Jod zurückzuführen, ein anderer Teil auf eine Verbindung von Aluminium mit Jod. Daneben ist aber noch eine große Zahl anderer Linien zu finden, die weder der einen noch der anderen Verbindung angehören und also wohl dem Jodbandenspektrum zuzurechnen sind. Ich möchte es einstweilen dahingestellt sein lassen, welche Folgerung hieraus auf das sogenannte kontinuierliche Spektrum zu ziehen ist. Sodann hat sich gezeigt, daß sich die beiden Teile des sogenannten kontinuierlichen Spektrums völlig verschieden verhalten, so daß der Gedanke an einen verschiedenen Ursprung nahe liegt.

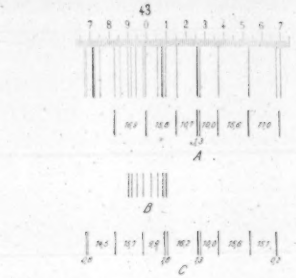
L. C. Glaser-Würzburg macht auf Beobachtungen von King am Ofenspektrum der Cyanbande bei $\lambda\lambda$ 3883 aufmerksam, die Prof. Steubings interessante Versuche stützen. Das Ofenspektrum zeigt gegenüber dem im Lichtbogen erzeugten deutliche Unterschiede.

Zu dem vielfach diskutierten kontinuierlichen Spektrum ist zu bemerken, daß hier zu beachten ist, daß die Leistungsfähigkeit unserer Spektralapparate und Gitter bisher noch nicht genügend ist, um diese Spektren aufzulösen, und daß es wahrscheinlich erscheint, wenn man entweder Interferenzapparate zu Hilfe nimmt oder Gitter verbessert, alle kontinuierlichen Spektren wird auflösen können.

E. Gehrcke (Berlin), Bemerkung über Gruppenspektra. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

In der Spektroskopie unterscheidet man Serienspektra und Bandenspektra. Neben diesen gibt es weitere aus Linien bestehende Spektra, die augenscheinlich weder als Serien- noch als Bandenspektren anzusprechen sind und die im folgenden als Gruppenspektren bezeichnet werden mögen. Ihre Eigenschaften können an folgendem Beispiel erläutert werden:

In der Figur ist oben ein Stück aus dem Spektrum des Eisens (Photographie aus dem Eisen-Atlas von Buisson und Fabry) wiedergegeben. Diese zwischen 4261 und 4375 A.-E. liegenden 24 Linien machen auf den ersten Blick einen sehr unregelmäßigen Eindruck, doch ist dies



bei näherem Hinsehen nicht so. Anfangend etwa bei der letzten Linie 4370 gehe man zur vorletzten, nahezu gleich starken 4353, dann zur folgenden 4337, dann zu der Doppellinie 4326/7; man findet darauf zu diesen Linien symmetrisch gelegene, nämlich 4315, 4300 und 4282. Mithin lassen sich die genannten 8 Linien zu der symmetrischen Gruppe A zusammenfassen. Die Abstände (in Angström-Einheiten) sind in der Figur eingetragen.

Man konnte aber auch anders, nämlich über 4326 hinaus noch zum nächsten Duplett bei 4308 9,5 vorwärtsschreiten. Dann würden jetzt die Linien 4294, 4282 und 4267 eine symmetrische Gruppe mit den vorigen bilden, wie die Zeichnung (Gruppe C) zum Ausdruck bringt.

Endlich läßt sich von den verbleibenden Linien ein Haufen von lichtschwächeren Linien zu einer kleinen, symmetrischen Liniengruppe B vereinigen. Jetzt sind alle stärkeren Linien in symmetrischen Gruppen mit Ausnahme von 4271 2 untergebracht. Diese letztere aber kann, wenn man das an der Figur nach links anschließende Stück des Spektrums hinzunimmt, in einer neuen Gruppe untergebracht werden, wie bereits bei früherer Gelegenheit[1]) erwähnt wurde.

Für die Erklärung dieser Gruppenspektra scheint zunächst in Betracht zu kommen:

1. Stark-Effekt auf dem leuchtenden Atom selbst. Das starke elektrische Kraftfeld des Atoms würde die Erzeugung von Linienspektren, welche eine Aufspaltung in symmetrische Gruppen zeigen, begreiflich machen.

2. Zeeman-Effekt, entsprechend dem Vorigen.

3. Zufall. Bei einer so großen Zahl von Linien, wie sie das Eisen liefert, sind zufällige Anordnungen von symmetrischen Gruppen zu

1) Ann. d. Phys. **65**, 640, 1921.

erwarten, möge nun das ganze Spektrum oder einzelne Stücke daraus eine nach dem Gesetz des Zufalls verteilte Liniengruppierung besitzen oder nicht. Es wäre von großem Interesse, festzustellen, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß bestimmte linienreiche Spektra eine rein zufällige Linienanordnung darstellen. Doch möchte ich einer statistischen Verarbeitung des bisher vorliegenden Beobachtungsmaterials damit nicht das Wort reden, vielmehr sind besser zunächst weitere experimentelle Befunde abzuwarten, nämlich bezüglich des Verhaltens der Eisenlinien im elektrischen und magnetischen Felde; solche Untersuchungen sollten zusammengehörige Liniengruppen leichter von rein zufälligen, symmetrischen Anordnungen trennen lassen. — Es mag noch bemerkt werden, daß, wie auch aus der Figur schon ersichtlich ist, die obigen symmetrischen Gruppen nur näherungsweise genaue Symmetrien darstellen (im allgemeinen auf rund 1 Proz. des Linienabstandes); aber auch beim Zeeman-Effekt sind unsymmetrische Aufspaltungen beobachtet worden. Dieses Verhalten ist natürlich erschwerend für die Entscheidung über die physikalische Aufklärung der Gruppenspektra. Ferner sei noch bemerkt, daß sich die symmetrischen Gruppen von Linien nicht nur im Spektrum des Eisens und anderer schwerer Elemente finden, sondern auch im Viellinienspektrum des Wasserstoffs, wie aus einer noch nicht gedruckten, gemeinsam mit E. Lau ausgeführten Arbeit hervorgeht.

Diskussion.

Hagenbach-Basel: Es sei an die von Hagenbach und Schuhmacher gefundenen symmetrischen Anordnungen von Linien im Eisenspektrum erinnert. Die Breite jener Gruppen ist viel zu groß, als daß man sie als Starkeffekt auffassen könnte. Ferner haben die genauen Durchrechnungen der von Gehrcke publizierten Gruppen ergeben, daß nicht festzustellen ist, ob die Symmetrie aus Wellenlängen oder Schwingungszahlen besteht, die Abweichungen sind gerade gleich groß. Die von uns gefundenen Gruppen lassen sich durch eine Formel darstellen, welche die Schwingungszahlen und nicht die Wellenlängen darstellt.

Glaser-Würzburg bemerkt, daß er ähnliche Beobachtungen an den Spektren der seltenen Erden Scandium, Yttrium usw. gemacht hat, die ja der Einordnung in Serien große Schwierigkeit gemacht haben. Ähnliche Gruppen, wie Gehrcke sie am Eisen beobachtet hat, finden sich auch in den Spektren von Molybdän, Wolfram und Chrom (veröffentlichte Beobachtungen).

G. Hertz (Eindhoven), Ein neues Verfahren zur Trennung von Gasgemischen durch Diffusion.

Die Frage der Trennung von Gemischen, deren Komponenten sich durch nichts anderes unterscheiden als durch ihr Molekulargewicht, ist durch die Entdeckung der Isotopen von Wichtigkeit geworden. Die bisherigen Versuche, die Trennung von Isotopengemischen durch Diffusion durchzuführen, haben nur unter großen experimentellen Schwierigkeiten zu teilweiser Trennung geringer Mengen geführt. Der Grund für diese Schwierigkeiten liegt in der Notwendigkeit der häufigen Wiederholung des nur geringe Entmischung ergebenden einzelnen Diffusionsvorganges. Im folgenden soll ein Verfahren beschrieben werden, welches gegenüber den bisher benutzten den Vorteil hat, daß sie prinzipiell eine beliebig weitgehende Entmischung bei einem einzelnen Vorgang ermöglicht. Der hierzu benutzte Vorgang ist ein stationärer Diffusionsvorgang in einem bewegten Medium, insbesondere in einem strömenden Gas.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß der Partialdruck des diffundierenden Gases, dessen Dichte wir ϱ nennen, klein ist gegenüber dem Druck des strömenden Hilfsgases, in welchem die Diffusion stattfindet. Die Geschwindigkeit des Hilfsgases sei durch den Vektor $\mathfrak{v}$ gegeben, welcher der Gleichung $\operatorname{div}\mathfrak{v} = 0$ genügen möge. Die Diffusionskonstante des diffundierenden Gases unter den gewählten Bedingungen sei δ. Die in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit hindurchtretende Menge des diffundierenden Gases, also seine Stromdichte, setzt sich zusammen aus dem Diffusions- und dem Konvektionsstrom, sie ist

$$\mathfrak{i} = -\delta \operatorname{grad}\varrho + \varrho\mathfrak{v}.$$

Für stationäre Vorgänge ist $\operatorname{div}\mathfrak{i} = 0$, so daß wir unter Berücksichtigung von $\operatorname{div}\mathfrak{v} = 0$ die folgende Differentialgleichung für solche Vorgänge erhalten:

$$\Delta\varrho = \frac{1}{\delta}(\mathfrak{v}, \operatorname{grad}\varrho).$$

Im Gegensatz zu der für stationäre Diffusionsvorgänge im ruhenden Medium geltenden Gleichung $\Delta\varrho = 0$ enthält diese Gleichung die Diffusionskonstante δ. Die räumliche Verteilung der Dichte ist also von der Diffusionskonstanten abhängig. Lasse ich also ein Gasgemisch diffundieren, so ist bei Diffusion in einem ruhenden Medium das Verhältnis der Partialdrucke der Komponenten räumlich konstant, bei Diffusion in einem strömenden Gase dagegen ist dieses Verhältnis mit dem Orte veränderlich, und damit ist prinzipiell die Mög-

lichkeit gegeben, einen solchen Vorgang zur Trennung von Gasgemischen zu benutzen.

Wir beschränken uns nun auf den Fall eines mit konstanter Geschwindigkeit v in der Richtung der negativen X-Achse strömenden Hilfsgases, in welchem die Diffusion stattfinden soll. Für diesen Fall lautet die Differentialgleichung

$$\Delta\varrho = -\frac{v}{\delta}\frac{\partial\varrho}{\partial x}.$$

Als erstes Beispiel nehmen wir die Diffusion eines Gases gegen einen Gasstrom, indem wir für $x = 0$ $\varrho = \varrho_0$ und für $x = \infty$ $\varrho = 0$ vorschreiben. Als Lösung ergibt sich ohne weiteres:

$$\varrho = \varrho_0 e^{-\frac{vx}{\delta}}.$$

Die Dichte des gegen den Strom diffundierenden Gases nimmt also nach einer Exponentialfunktion ab, deren Abfall durch das Verhältnis der Stromgeschwindigkeit zur Diffusionskonstante bestimmt ist. Lasse ich nun ein Gemisch von zwei Gasen gegen denselben Gasstrom diffundieren, deren Partialdrucke für $x = 0$ ϱ_0 bzw. ϱ_0' sind, so ergibt sich für das Verhältnis ihrer Partialdrucke als Funktion des Ortes die Gleichung

$$\frac{\varrho}{\varrho'} = \frac{\varrho_0}{\varrho_0} e^{-vx\left(\frac{1}{\delta}-\frac{1}{\delta'}\right)},$$

welche zeigt, daß man bei festgehaltenem x durch geeignete Wahl von v und bei festgehaltenem v durch geeignete Wahl von x jeden, vor allem auch jeden beliebig kleinen, Wert des Verhältnisses der Partialdrucke erhalten kann. Die Verteilung der Partialdrucke stimmt formal genau mit der durch die Barometerformel bestimmten Verteilung der Partialdrucke im Gravitationsfelde überein, nur tritt hier die Größe $\frac{v}{\delta}$ an die Stelle des spezifischen Gewichts, und der ganze Druckabfall läßt sich auf eine Strecke von der Größenordnung von einem Millimeter zusammendrängen.

Als zweites Beispiel diene die Ausbreitung eines Gases, welches an einem Punkte in einen konstanten Strom des Hilfsgases eintritt, wobei dieser Strom wieder die Geschwindigkeit v und die Richtung der negativen X-Achse haben soll. Wählen wir den Punkt, an welchem das diffundierende Gas eintritt, als Ursprung des Koordinatensystems und führen wir als zweite Koordinate den Radiusvektor r ein, so lautet die Lösung für diesen Fall

$$\varrho = \frac{C}{r} e^{-\frac{v}{\delta}\frac{r+x}{2}},$$

worin C eine Konstante ist. Der Faktor $\frac{C}{r}$ entspricht der Diffusion im ruhenden Medium, die infolge der Strömung als Faktor hinzu kommende Exponentialfunktion ist von derselben Art wie in dem ersten Fall, nur tritt hier $\frac{r+x}{2}$ an Stelle von x.

Für die praktische Anwendung dieser Erscheinung zur Trennung von Gasgemischen ist es nötig, dafür zu sorgen, daß nicht der größte Teil des Gasgemisches durch den Strom des Hilfsgases mit fortgeführt wird. Dies ist in einfacher Weise dadurch zu erreichen, daß man als Hilfsgas einen Dampf benutzt. So kann man das zuerst besprochene Beispiel dadurch realisieren, daß man einen Dampfstrom benutzt, welcher an der Ebene $x = 0$ kondensiert wird. Da allgemein bei der Diffusion in einem beliebig geformten Gasstrom eine Entmischung eines Gasgemisches auftritt, so ergeben sich für die Konstruktion hierfür bestimmter Apparate viele Möglichkeiten. Die bisherigen Versuche haben die besten Resultate mit Apparaten ergeben, welche dem zuerst besprochenen Beispiel entsprechen, also die Diffusion gegen den Gasstrom benutzen. Nähere Überlegung zeigt, daß es dabei günstig ist, den Diffusionsweg möglichst kurz und dementsprechend die Stromgeschwindigkeit möglichst groß zu machen. Bei Benutzung von Wasserdampf als Hilfsgas ist es gelungen, aus einem Neon-Helium-Gemisch mit 30 Proz. Heliumgehalt durch einen einzelnen Diffusionsprozeß Helium mit so wenig Neon abzutrennen, daß in einem Spektralrohr mit einem Taschenspektroskop nur die Heliumlinien zu erkennen waren. Es ist beabsichtigt, die Methode zunächst noch weiter auszuarbeiten, um sie dann zu einem Versuch zur Trennung der Neon-Isotopen zu verwenden.

Eindhoven, Physikalisches Laboratorium der Philips Glühlampenfabriken A.-G.

Diskussion.

Wiener-Leipzig: Hält der Herr Vortragende es für möglich, auf dem neuen Wege Isotopengemische zu trennen?

Hertz: Nach den bisherigen Ergebnissen scheint die Anwendung zur Isotopentrennung aussichtsreich.

Gregor Wentzel (München), Zur Theorie der Streuung von Korpuskularstrahlen.

Bei der theoretischen Behandlung der Streuung von Korpuskularstrahlen unterscheidet man zweckmäßig drei Fälle. Erstens den Fall der sogenannten Einfachstreuung: die Partikeln erleiden, während sie die streuende Schicht durchlaufen, in der Regel nur eine einzige Ablenkung; ihre mittlere freie Weglänge ist größer als die Schichtdicke. Dieser Fall ist von Rutherford und seinen Schülern bei α-Strahlen eingehend experimentell und theoretisch studiert worden; die Ergebnisse sind hinreichend bekannt. Man hat andererseits den Fall der Mehrfachstreuung: die freie Weglänge ist kleiner als die Schichtdicke. Wir unterscheiden hier wiederum zwei Fälle, jenachdem die freie Weglänge noch von gleicher Größenordnung wie die Schichtdicke oder sehr klein gegen sie ist. Der letztgenannte Fall, der der ausgesprochenen diffusen Mehrfachstreuung, ist insbesondere bei Lenards Kathodenstrahlversuchen realisiert. Ich werde später auf ihn zurückkommen; zunächst wende ich mich zur Betrachtung des zweiten Falles, der zwischen den beiden Extremfällen vermittelt.

Die mit β-Strahlen angestellten Streuungsmessungen haben bisher fast durchweg eine stärkere Streuung festgestellt, als nach Rutherfords Theorie zu erwarten ist. Im Januar dieses Jahres haben Crowther und Schonland besonders sorgfältige Messungen der β-Streuung veröffentlicht (Proc. Roy. Soc. **100**, 526, 1922), die dieses Ergebnis bestätigen. Die Abhängigkeit vom Streuwinkel, von der Schichtdicke und von der Strahlenergie entspricht zwar qualitativ, nicht aber numerisch den theoretischen Erwartungen; bei den leichten Elementen kommen Abweichungen von mehreren Hundert Prozent vor. Crowther und Schonland glauben diesen Effekt nur auf Abweichungen vom Coulombschen Gesetz oder auf eine magnetische Wechselwirkung zwischen Atom und β-Elektron zurückführen zu können. Diese Deutung ist sicher unrichtig. Die numerische Rechnung lehrt, daß es sich lediglich um einen Mehrfachstreuungseffekt handelt. Ich habe in meiner Habilitationsschrift, die in den Ann. d. Phys. erscheinen wird, ein Verfahren angegeben, die Mehrfachstreuung im Falle 2, d. h. bei nicht zu großer Stoßzahl, zu berechnen, und zwar bei beliebig angenommenem Atomkraftfeld. Es ist einfach die Wahrscheinlichkeit für jede mögliche Bahnform aufzusuchen und über alle Bahnformen zu integrieren, was auf graphischem Wege geschehen kann. Am günstigsten für die numerische Nachprüfung haben sich die Crowtherschen Messungen an Gold erwiesen, weil hier extrem dünne Folien benutzt worden waren, deren Dicke nur 3 bis 15 mittlere freie Weglängen betrug. Das Kraftfeld des Goldatomkernes wurde gemäß dem Rutherford-Bohrschen Modell als Coulombsches angesetzt; außerdem wurde die abschirmende Wirkung der Elektronenhülle näherungsweise berücksichtigt. Die Figuren gestatten einen Vergleich der berechneten mit den experimentell

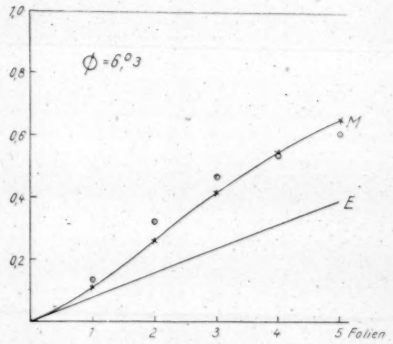


Fig. 1.

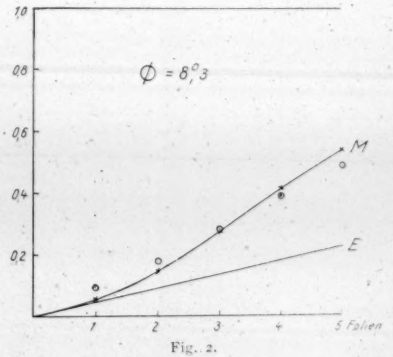


Fig. 2.

ermittelten Werten. Aufgetragen ist derjenige Bruchteil der Primärintensität, der um mehr als $6°,3$ bzw. $8°,3$ gestreut wurde, und zwar in Abhängigkeit von der Schichtdicke (Folienanzahl; Dicke einer Folie $= 8{,}48 \cdot 10^{-6}$ cm; Energie $= 4{,}59 \cdot 10^{5}$ Volt). E ist die nach der Rutherfordschen Einfachstreuungstheorie, M die unter Annahme der Mehrfachstreuung berechnete Kurve; letztere schließt sich den gemessenen Punkten ⊙ sehr befriedigend an.

Ich möchte noch mit einigen Worten auf den 3. Fall zu sprechen kommen, auf die diffuse Kathodenstrahlstreuung. Meines Wissens ist bisher keine Theorie dieser Diffusionserscheinungen veröffentlicht, welche die geometrische Form der streuenden Schicht in befriedigender Weise berücksichtigt. Die Theorien von Lenard und Thomson sind wegen dieses Mangels auf die engste Umgebung der Primärrichtung beschränkt. Die Theorie der Rückdiffusion von H. W. Schmidt beruht überhaupt nur auf optischen Analogien und wird dem physikalischen Problem nicht gerecht. Hierzu möchte ich mitteilen, daß das Problem der diffusen Streuung in einer planparallelen Schicht mit einem Wärmeleitungsproblem — allerdings komplizierterer Art — äquivalent ist. Die betreffende Differentialgleichung läßt sich mühelos aus denselben Formeln ableiten, die ich (in speziellerer Form) zur Berechnung der β-Streuung benutzt habe. Die Absorption der Kathodenstrahlen läßt sich leicht berücksichtigen, schwer der Geschwindigkeitsverlust. Ich hoffe mit diesen Mitteln die Rückdiffusionskonstanten einiger Metalle berechnen und mit der Erfahrung vergleichen zu können.

Diskussion.

Kalähne-Danzig: Bei den gezeigten Bildern für die beiden Streuwinkel 6° und 8° scheinen systematische Abweichungen der Lage der von Crowther gemessenen Punkte von der Kurve des Vortragenden aufzutreten, indem diese Punkte anfänglich über, später unter der Kurve liegen. Ist ein ähnlicher Gang der Abweichungen auch bei anderen Streuwinkeln vorhanden?

Wentzel: Ich glaube, daß die Abweichungen der experimentellen von den theoretischen Werten durch eine Wägung der Messungen zugunsten eines linearen Kurvenanstiegs verursacht und demnach nicht reell sind. Über andere Streuwinkel liegen (bei Gold) keine Messungen vor.

C. A. Hartmann (Berlin), Über den derzeitigen Stand des Schroteffektproblems.

Beim Schroteffektproblem[1]) haben wir es mit der Anregung eines elektrischen Oszillators durch einen aus einem ungeordneten Übergehen von Elektrizitätsträgern bestehenden Entladungsvorgang zu tun. Die Elementarträger werden zahlreich und gleichartig angenommen — daher die Bezeichnung Schroteffekt — ihre freie Weglänge sei groß gegen den Elektrodenabstand, und die Zahl der während gleicher großer Zeiten übergehenden Teilchen sei konstant. Außerdem gilt noch eine für eine einfache Rechnung wichtige Voraussetzung[1]: Der Übergang eines Ladungsquants zwischen Anode und Kathode stelle einen Elementarvorgang dar, dessen Eintreten in keinem zeitlichen Zusammenhang mit dem Übergang irgendeines anderen Ladungsteilchens steht. Eine derartige Entladung findet z. B. in einem Glühkathodenrohr mit Hochvakuum statt, wenn wir zunächst einmal die letzte Bedingung offen lassen.

Will man nun die Energie des durch den Schroteffekt angeregten Schwingungskreises berechnen, so kann man sich nach dem Vorgang von W. Schottky[2]) den durch den Schroteffekt dargestellten Anregungskomplex in seine Partialschwingungen zerlegt denken und dann die mittlere Energie des Oszillators durch die Teilenergien ausdrücken. Man erhält

$$\overline{E}_s = \sum_{k=0}^{\infty} E_k = \frac{L}{2} \sum_{k=0}^{\infty} C_k^2 \frac{1}{(1-x^2)^2 + r^2 x^2}.$$

Hierbei ist C_k die Amplitude der anregenden Partialschwingung,

$$x = \frac{\omega_k}{\omega_0}$$

das Verhältnis der Frequenz der k-ten Teilschwingung zur Eigenfrequenz und

$$r = \frac{R}{\omega_0 L},$$

worin R/L die Dämpfungskonstante des Kreises bedeutet. Wertet man diese Summe unter Berücksichtigung der Unabhängigkeitsannahme aus, so erhält man

$$\overline{E}_s = L \varepsilon i_0 \frac{\omega_0}{2r}.$$

Bei genügender Dämpfungsfreiheit des Oszillators ist die Einwirkung der den Schroteffekt aufweisenden Entladung auf den Oszillator dieselbe, wie wenn in der Entladungsröhre ein rein sinusförmiger Strom von der Frequenz ω_0 und dem Effektivwert

$$C_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon i_0}{\vartheta}}$$

vorhanden wäre.

Die Anregung des Oszillators ist also desto intensiver, je kleiner seine Abklingzeit ϑ und je größer der Entladungsstrom i_0 ist. Außerdem geht aber auch die Ladung ε der Elementarteilchen — im Falle der Glühkathoden-

1) Siehe W. Schottky, Ann. d. Phys. **57**, 541, 1918 auf S. 547 ff.

1) a. a. O. S. 550.
2) a. a. O. S. 554 ff.

röhre mit Hochvakuum sind es Elektronen — derart ein, daß mit steigenden Ladungsquanten auch die Anregung des Oszillators eine intensivere wird.

Die letzte Beziehung ist demnach geeignet, das elektrische Elementarquantum aus dem Schroteffekt zu bestimmen[1]) und dabei die skizzierte Theorie zu prüfen. Man geht dann so vor (Fig. 1 zeigt die grundsätzliche Schaltung):

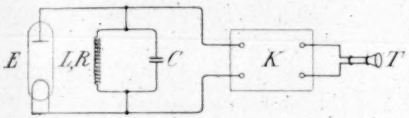


Fig. 1.

Parallel zu einem Elektronenrohr E wird ein möglichst selektiver Schwingungskreis L, R, C mit hörbarer Eigenfrequenz geschaltet. Die an ihm entstehenden Spannungsschwankungen werden durch Vergleich mit einem Standardton unter Zuhilfenahme einer Verstärkerkaskade K mit Telephon T gemessen. Nach Berücksichtigung der durch die Versuchsbedingungen gegebenen Rückwirkungen zwischen Rohr, Schwingungskreis und Verstärkerkaskade erhält man für die Elektronenladung

$$\varepsilon = \frac{2\,V'^2}{\omega_0^2\,Z'\,L\,i_0}\,.$$

Hierin bedeuten

V' den zu messenden Effektivwert der Spannungsschwankungen am Schwingungskreis,

ω_0 die Eigenfrequenz des Kreises mit Berücksichtigung der thermischen Kapazität[2]) des Rohres und der Eingangskapazität des Verstärkers,

Z' die Impedanz der Verzweigung Rohr, Kreis und Kaskade,

L die Selbstinduktion des Kreises,

i_0 den Entladungsstrom.

Erteilt man dem Kreis nun verschiedene Eigenfrequenzen, so erhält man für jede Frequenz einen bestimmten Wert für ε. Die Versuche sind 1919/20 im damaligen K-Laboratorium des Wernerwerks von Siemens & Halske A.-G. ausgeführt worden und ergeben Werte von ε, die in die Größenordnung des Standardwertes der Elementarladung fallen. Die Theorie ist somit in ihren Grundzügen bestätigt.

Jedoch nur in ihren Grundzügen. Die ε-Werte zeigen nämlich einen ganz bestimmten Gang mit der Frequenz des Schwingungskreises

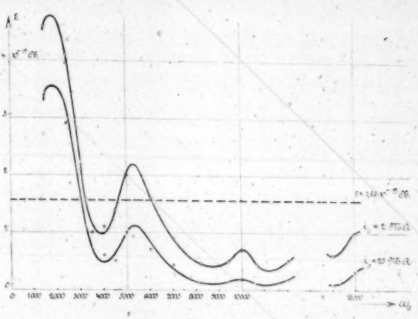


Fig. 2.

(Fig. 2). Die Kurve hat ausgeprägte Maxima und Minima, doch so, daß sich alle Werte um den Standardwert als Mittelwert gruppieren.

Wir haben versucht[1]), diese Abweichungen dadurch zu erklären, daß wir annahmen, die von der einfachen Theorie geforderte Unabhängigkeit der Elementarereignisse sei nicht vorhanden. D. h., die Emission eines Elektrons an der Glühkathode würde durch Abkühlung und eine daraus sich ergebende Sterilisierung der Austrittsstelle und ihrer Umgebung eine Rückwirkung auf die räumlich und zeitlich nächst benachbarten Emissionsakte ausüben.

Wie man bei näherer Betrachtung sieht, finden tatsächlich nahezu gleichzeitige Emissionsakte, d. h. solche innerhalb von $^1/_{1000}$ sec, in einem Abstand von nur etwa zehn Atomdurchmessern statt. Die Annahme gewinnt weiter dadurch an Wahrscheinlichkeit, daß, wie die Figur zeigt, die Werte bei verschiedenen Temperaturen der Kathode auf verschiedenen Kurven liegen. (Die Stromstärken i_0 sind die Sättigungsströme bei verschiedenen Temperaturen des Glühfadens.) Diese Annahme würde auch eine relative Begünstigung des Effektes, d. h. Maxima der Kurve bei denjenigen Frequenzen ergeben, bei denen das Abkühlungsgebiet gerade nach $^1/_2$, $^3/_2$, $^5/_2$ usw. Perioden sein Maximum erreicht, weil dann in dem Anregungskomplex Glieder der betreffenden Periode verstärkt auftreten würden. Wie man sieht, liegen die Maxima beider Kurven ungefähr bei den Frequenzen 1800, 5300, 10000, ?, 15500. Diese verhalten sich aber innerhalb der Fehlergrenzen wie 1 : 3 : 5 : ? : 9, wie das nach der thermischen Nachwirkungstheorie zu erwarten ist[2]).

Im übrigen ist diese letzte Frage noch nicht

1) C. A. Hartmann, Ann. d. Phys. **65**, 51, 1921.
2) a. a. O. S. 57.

1) a. a. O. S. 74.
2) W. Schottky, Ann. d. Phys. **68**, 174, 1922.

spruchreif. Es müßten erst von anderer Seite weitere Messungen, auch in anderen Frequenzgebieten gemacht werden.

Eingangs wurde die Theorie bereits mit einigen Korrektionen[1]) gegeben. Vor allem hatte sich bei der ursprünglichen Fassung ein Fehler in der Auswertung eines Integrals eingeschlichen, worauf uns Herr Johnson aus dem Versuchslaboratorium der Western Electric Company aufmerksam machte[2]). Sie scheint aber nunmehr innerhalb des durch die Voraussetzungen abgegrenzten Bereiches sicherzustehen, zumal nach einer Mitteilung von Herrn Ornstein aus Utrecht dieser auf völlig anderem Wege zu dem gleichen Ergebnis kommt.

Man kann im übrigen Entladungen herstellen, z. B. in Rohren mit Restgas und Strahlungs- oder korpuskularer Ionisation, wo auch die Voraussetzung der unabhängigen Elementarereignisse erfüllt sein wird[3]). Unter derartigen Versuchsbedingungen würde man, wie wir glauben, den exakten Wert des elektrischen Elementarquantums unabhängig von der Frequenz des Oszillators erhalten müssen.

1) a. a. O. S. 174.
2) J. B. Johnson, Ann. d. Phys. **67**, 154, 1922.
3) W. Schottky, Ann. d. Phys. **57**, 548, 1918.

R. Fürth (Prag), Die Bestimmung der Elektronenladung aus dem Schroteffekt an Glühkathodenröhren. Der Vortrag ist bereits ausführlich in dieser Zeitschrift (**23**, 354, 1922) zum Abdruck gebracht.

Diskussion.

Schottky-Würzburg: Ich möchte bemerken, daß ich das, was über die nunmehr konstatierte größenordnungsmäßige Übereinstimmung zwischen der einfachen Theorie des Effektes und dem experimentellen Befund hinausgeht, immer nur mit allem Vorbehalt geäußert habe. Ich würde mich an sich sehr freuen, wenn es gelänge, durch genauere Analyse der Versuchsbedingungen vollständige Übereinstimmung mit der einfachsten Theorie innerhalb der Meßgenauigkeit nachzuweisen. Die physiologische Erklärung von Herrn Fürth erscheint mir aber aus folgenden Gründen noch nicht plausibel. Die Reduktion unserer Kurve auf geringe Abweichung vom Standardwert ist unter entsprechender Anpassung einer ganzen Reihe von unbekannten Konstanten der Anordnung vorgenommen; insbesondere scheint das Verhältnis der abgehörten Telephonenergien zur Hörschwellenenergie ziemlich klein angesetzt zu sein, während wir in Wirklichkeit mit starken Tönen, etwa 10^{-4} Volt an einem normalen Leitungsfernhörer, gearbeitet haben. Auch ohne spezielle Durchrechnung wird man vermuten, daß Schwankungen in der Reizschwelle sich desto weniger im Resultat bemerkbar machen werden, je weiter man mit der mittleren Energie von der Reizschwelle entfernt ist, so daß also die Korrektionen bei uns nicht in die von Herrn Fürth verlangte Größenordnung kommen würden.

Fürth: Da ich den Verstärkungsgrad der Hartmannschen Anordnung nicht kannte, mußte ich über denselben eine plausible Annahme machen, was eine gewisse Willkür hineinbringt. Diese kann nur durch weitere eingehende Versuche beseitigt werden.

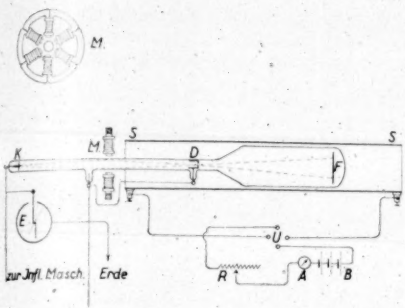
Es ist aber keineswegs richtig, daß in großer Entfernung von der Reizschwelle der physiologische Effekt verschwinden muß, da aus meinen Rechnungen hervorgeht, daß in großer Entfernung von der Reizschwelle die Verfälschung keineswegs kleiner wird, sondern sich asymptotisch einer gewissen Grenze nähert.

Wien-Jena: Wenn die beobachteten Maxima von der Empfindlichkeit des Telephons abhängen, so müssen die Eigentöne der Telephonplatte dabei eine Rolle gespielt haben. Ist vielleicht beobachtet worden, daß bei verschiedenen Telephonen die Lage der Maxima sich verschiebt? Das würde für Ihre Theorie sprechen.

Fürth: Leider hat Herr Hartmann nur an einem einzigen Telephon Beobachtungen angestellt, so daß diese Frage vorläufig nicht entschieden werden kann, es sollen aber hier noch weitere Versuche gemacht werden.

H. Busch (Jena), Eine neue Methode zur $\frac{e}{m}$-Bestimmung. (Vorläufige Mitteilung.)

Die Methode zur Bestimmung der spezifischen Elektronenladung, über die ich Ihnen berichten möchte, ist entstanden aus dem Bedürfnis, die quantitative Messung dieser wichtigen Naturkonstanten auch in der Vorlesung und im Praktikum ausführen zu können. Die Bestimmung wird an Kathodenstrahlen ausgeführt; sie beruht auf der gleichzeitigen Messung des Entladungspotentials und der magnetischen Ablenkung; jedoch ist das ablenkende Feld nicht, wie sonst, transversal, sondern es wird die bekannte, beim Arbeiten mit der Braunschen Röhre vielfach verwendete Erscheinung benutzt, daß ein divergierendes Kathodenstrahlbündel durch ein longitudinales Magnetfeld konvergent gemacht wird. Die Anordnung zeigt die Figur (Projektion):



Die Kathodenstrahlen werden in einer Braunschen Röhre mit Kathode K, Diaphragma D und Fluoreszenzschirm F erzeugt, die sich in einem möglichst homogenen, parallel zur Röhrenachse gerichteten Magnetfelde befindet; letzteres wird durch die lange Spule S erzeugt, durch die von der Batterie B aus über Strommesser A, Regulierwiderstand R und Stromwender U ein Strom geleitet wird. Die Einrichtung ist so getroffen (s. unten), daß die Kathodenstrahlen aus der Öffnung des Diaphragmas divergent austreten, sie werden dann durch das Magnetfeld konvergent gemacht und auf dem Fluoreszenzschirm vereinigt. Der Mechanismus dieser Wirkung des Magnetfeldes ist folgender: die ursprünglich von der Öffnung des Diaphragmas D divergent ausgehenden Kathodenstrahlen werden durch das Magnetfeld zu Schraubenlinien gekrümmt, deren Achse parallel zur Feldrichtung liegt; d. h. die Projektion des Kathodenstrahles auf eine zur Feldrichtung senkrechte Ebene wird ein Kreis, nach dessen einmaligem Durchlaufen das Elektron wieder die durch den Ausgangspunkt gehende Kraftlinie (die Rohrachse) trifft. Die zu einem solchen Umlauf erforderliche Zeit ergibt sich unabhängig vom Radius des Kreises zu

$$\tau = \frac{2\pi}{\frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}};$$

das Eintreffen auf der Achse erfolgt also für alle Elektronen nach der gleichen Zeit, und, da die Longitudinalgeschwindigkeit v für alle Elektronen sehr nahe[1]) die gleiche ist, in der gleichen Entfernung

$$l = v\tau = \frac{2\pi v}{\frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}}$$

vom Diaphragma, so daß alle von einem Punkte der Diaphragmenöffnung ausgegangenen Kathodenstrahlen in dieser Entfernung l wieder in einem Punkte zusammentreffen; befindet sich an dieser Stelle der Fluoreszenzschirm, so muß der Fluoreszenzfleck ein scharfes Bild des Diaphragmas darstellen. Auf diesen Zustand stellt man durch Veränderung des Magnetfeldes $\mathfrak{H}$, d. h. durch Änderung des Spulenstromes, ein; dann gibt obige Gleichung eine Beziehung zwischen $\frac{e}{m}$, v, $\mathfrak{H}$ und l, aus der sich in bekannter Weise durch Kombination mit einer zweiten Messung, hier des Entladungspotentials V, das am Elektrometer E abgelesen wird, v eliminieren und somit $\frac{e}{m}$ durch die Größen V, l und $\mathfrak{H}$ ausdrücken läßt, von denen V und l direkt zu messen, $\mathfrak{H}$ aus der Stromstärke und den Spulendimensionen zu berechnen ist. Die Endformel lautet:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 V}{\mathfrak{H}^2 l^2}.$$

Die Methode setzt, wie erwähnt, voraus, daß die Kathodenstrahlen vom Diaphragma aus divergent austreten, und zwar, damit eine gute Einstellschärfe erzielt wird, unter einem ziemlich großen Öffnungswinkel. Das ist nun nicht ganz leicht zu erreichen. Denn bei der normalen Braunschen Röhre divergieren ja die Kathodenstrahlen, wie das scharfe Schattenbild des Diaphragmas zeigt, nicht vom Diaphragma, sondern von einem in oder nahe bei der Kathode liegenden Punkte aus. Man kann jedoch ein geeignetes Kathodenstrahlbündel in der Weise herstellen, daß man die einzelnen Stellen des Bündelquerschnitts nicht gleichzeitig, sondern nacheinander von den Kathodenstrahlen durchlaufen läßt, indem man das enge Bündel der Braunschen Röhre einen Kegelmantel beschreiben läßt, und dies erzielt man durch ein vor dem Diaphragma angebrachtes magnetisches Drehfeld M, dessen Kraftlinien senkrecht zur Röhrenachse verlaufen und um die Röhrenachse rotieren. Die Einrichtung M zur Erzeugung des Drehfeldes ist in der Figur links oben noch einmal in Seitenansicht gezeichnet; sie besteht aus sechs strahlenförmig angeordneten, durch Dreiphasenstrom (Drehstrom) erregten Spulen auf lamellierten Eisenkernen, die zwecks Verringerung der Streuung außen durch einen ebensolchen Eisenring geschlossen sind. Man erhält

1) Sie ist mit Strenge gleich, wenn das Strahlenbündel nicht „massiv", sondern „hohl" ist, d. h. nur eine schmale Zone von Kegelmantelform ausfüllt, wie es bei der vorliegenden Anordnung der Fall ist.

so ohne longitudinales Magnetfeld auf dem Fluoreszenzschirm eine ringförmige Figur, die sich beim Einschalten und passenden Einregulieren des Magnetfeldes zu einem kleinen Fleck von der Größe der Diaphragmaöffnung zusammenzieht. Man stellt den Magnetisierungsstrom so ein, daß die Ränder des Flecks möglichst scharf erscheinen, liest Strom und Entladungspotential ab und kann dann daraus und dem Abstande l zwischen Diaphragma und Fluoreszenzschirm das gesuchte $\frac{e}{m}$ berechnen.

Die Versuchsergebnisse waren sehr befriedigend. Zu den Versuchen wurde eine sehr sorgfältig gewickelte einlagige Spule von 60 cm Länge und 11 cm Durchmesser (6,3 Windungen pro Zentimeter, Strom 10—12 Amp., Feld 80 bis 100 Gauß), sonst aber nur normale Institutsapparate verwendet: eine gewöhnliche Braunsche Röhre, ein Siemenssches Präzisionsamperemeter und ein großes Elektrometer nach Braun. Letzteres war mit Wechselstrom mittels eines Präzisionsmeßtransformators geeicht worden, seine Genauigkeit betrug etwa $^1/_2$ Proz. Die Einstellschärfe des Fluoreszenzflecks war ausgezeichnet, der Strom konnte auf einige Promille genau eingestellt werden, so daß der größtmögliche Fehler des Wertes von $\frac{e}{m}$ nicht größer war als ein Prozent, der wahrscheinliche Fehler entsprechend kleiner. Die Tabelle (Projektion) zeigt ein Beispiel einer Meßreihe, die dies bestätigt; man sieht auch, daß der gefundene

V Kilovolt	J Ampere	$\frac{e}{m}10^7$ em. E.	$\frac{e}{m_0}10^7$ em. E.	
13,27	10,37	1,755	1,779	
13,14	10,35	1,745	1,769	
15,48	11,29	1,728	1,754	
15,37	11,23	1,736	1,762	
13,85	10,62	1,748	1,772	
13,80	10,59	1,751	1,775	
13,70	10,58	1,740	1,763	
13,70	10,57	1,743	1,766	
13,50	10,51	1,739	1,762	Feld kommutiert
13,47	10,47	1,748	1,772	
13,30	10,43	1,741	1,764	
13,27	10,39	1,750	1,773	
13,27	10,39	1,750	1,773	
Mittel:			1,768	

Wert von $\frac{e}{m_0}$ $\left(\frac{e}{m_0}\right.$ ist der auf die Geschwindigkeit Null korrigierte Wert$\left.\right)$ innerhalb obiger Fehlergrenzen mit dem zurzeit wahrscheinlichsten Werte $1{,}767 \cdot 10^7$ übereinstimmt.

Damit dürfte die Brauchbarkeit der Methode für Vorlesung und Praktikum erwiesen sein. Ich glaube aber, die Methode leistet noch wesentlich mehr; ich bin überzeugt, daß man sie zu einer Präzisionsmethode ausgestalten kann. Denn die Einstellschärfe läßt sich durch Anbringung eines feinen Fadenkreuzes im Diaphragma und sorgfältige Vermeidung störender Magnetfelder noch wesentlich erhöhen, die Spannungsmessung bei Verwendung einer Wehneltkathode und Hochspannungsbatterie statt der Influenzmaschine fast beliebig genau machen, das magnetische Drehfeld, dessen Streuung in den Beobachtungsraum hinein vielleicht einen geringen Fehler hervorrufen könnte, durch ein elektrisches Drehfeld ersetzen, das gegen den Beobachtungsraum vollständig abgeschirmt werden kann. So bleibt als störender Einfluß im wesentlichen nur noch die durch die endliche Spulenlänge hervorgerufene Inhomogenität des Magnetfeldes; um diese zu berücksichtigen, muß die Bahn der Kathodenstrahlen im inhomogenen Magnetfelde berechnet werden. Diese Rechnung läßt sich durch Reihenentwicklung beliebig genau ausführen[1]), so daß durch die endliche Spulenlänge die Genauigkeit der Methode nicht beeinträchtigt wird.

Ich glaube daher sagen zu können, daß mit der Methode eine Genauigkeit von der Größenordnung 1 Promille zu erzielen ist, so daß sie mit den bisherigen Methoden voraussichtlich sehr wohl in Wettbewerb treten kann. Sie hat vor ihnen wesentliche Vorteile: die einfache Apparatur, dann die einfache und genaue Berechnung des Absolutwertes des Magnetfeldes aus Stromstärke und Spulendimensionen, und vor allem den Vorzug, daß die Streuung der

1) Dabei zeigt sich erfreulicherweise, daß der Einfluß der Inhomogenität des Magnetfeldes sehr gering ist. Wenn nämlich die Spule symmetrisch zum Beobachtungsraum liegt, das Feld also seinen Maximalwert in der Mitte zwischen Diaphragma und Schirm hat, so geht in die Berechnungsformel dieser Maximalwert des Feldes mit einer nur sehr geringen Korrektion ein; bei der von mir verwendeten Spule, die zweimal so lang wie der Abstand Diaphragma—Schirm und sechsmal so lang wie ihr eigener Durchmesser ist, beträgt beispielsweise diese Korrektion für das Feld nur 0,2 Proz., für $\frac{e}{m}$ dementsprechend nur 0,4 Proz., obwohl die Feldstärke selbst am Diaphragma und Schirm bereits 1,6 Proz. kleiner ist, als in der Mitte dazwischen. Für Vorlesungs- und Praktikumszwecke genügt es daher, den Maximalwert der Feldstärke ohne Korrektion einzusetzen.

Kathodenstrahlen, die bei allen anderen Methoden eine Unsicherheit bedingt, hier nicht nur nicht stört, sondern gerade nützlich und notwendig ist.

Ich hoffe, in nächster Zeit, sobald mir die nötigen Mittel zur Verfügung stehen, eine solche genaue Bestimmung ausführen zu können.

(Im Anschluß an den Vortrag wurde die Versuchsanordnung und eine Einstellung damit praktisch vorgeführt.)

Marie Anna Schirmann (Wien), Über die Erscheinungen der Polarisation des Lichtes an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm.

Ich will im Folgenden über einen neuen Beitrag zur Optik der „Welt der vernachlässigten Dimensionen", wie sie Wo. Ostwald nennt, berichten.

Um die Erscheinung der Polarisation des Lichtes an submikroskopischen Teilchen einer genauen Analyse zu unterziehen, hat es keineswegs genügt, das Phänomen des Tyndalleffektes an dispersen Systemen mit einer der kolloiden Zustandsform der Materie entsprechend großen Grenzfläche der dispersen Phase gegen das Dispersionsmittel aller physikalisch möglichen Arten zu untersuchen. Der Grund dafür liegt natürlich in dem Umstand, daß es sich bei einem kolloiden System stets um statistische Mittelwerte handelt, in unserem Fall von Größen, durch die die Mannigfaltigkeit der sich überlagernden Einzelerscheinungen der Polarisation des Lichtes beschrieben werden.

Es lag nun der Gedanke nahe ein einzelnes Teilchen jener Dimension, wie es der Größenordnung der Teilchen der kolloiden Phase jenes Dispersitätsgrades entspricht, welche die charakteristischen Polarisationserscheinungen zeigen, von andern isoliert im Gase der Polarisationsuntersuchung zu unterziehen. Die Möglichkeit hierzu bot der bekannte kleine Plattenkondensator als Beobachtungskammer, in welchem ein submikroskopisches Teilchen vermöge seiner Ladung durch ein elektrisches Feld der Schwere entgegen nahezu schwebend erhalten werden konnte. Gleichzeitig wirkt das elektrische Feld auf unsymmetrisch gebaute Teilchen auch orientierend.

Den Erscheinungskomplex der Polarisation des Lichtes an einzelnen submikroskopischen Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm im Gase (auf die sich die vorläufige experimentelle Untersuchung bezieht) bilden: die Polarisationsart, die Lage der Polarisationsebene, der Polarisationsgrad bzw. die Depolarisation, die Dispersion der Polarisation und der Polychroïsmus.

Angeregt wurde die erwähnte Versuchsreihe durch eine von mir bereits 1918 publizierte Überlegung[1]), worin gezeigt wurde, daß bei einseitiger Beleuchtung einzelner kugelförmiger isotroper Teilchen der genannten Größenordnung beliebiger dispergierender Medien, die Polarisation des seitlich zerstreuten Lichtes der Dispersion unterworfen sei, was einen Polychroïsmus des submikroskopischen Kügelchens der genannten Größe zur Folge haben muß. So paradox dies auch scheinen mag, ein bezüglich Form und Material vollkommen isotropes Kügelchen ist polychroïtisch, sofern es hinsichtlich Beobachtungsrichtung unsymmetrisch beleuchtet wird. Dieser Polychroïsmus ist zum Unterschied von form- und materieabhängigen Polychroïsmus ein Dispersionseffekt. Bei allseitig symmetrischer Beleuchtung allseitig symmetrischer Einzelteilchen ist kein Polychroïsmus vorhanden.

Die elektromagnetische Theorie der Beugung, welche die Eigenschaften der Polarisation des Lichtes an submikroskopischen Teilchen umfaßt, beruht auf den Lösungen der bereits spezialisierten Maxwellschen Grundgleichungen, wobei noch die bekannten Grenzbedingungen an der Trennungsfläche der zwei verschiedenen Medien (Teilchenmaterial-umgebendes Medium) zu erfüllen sind. Ferner wird der für beliebiges Material im allgemeinen komplexe Brechungsexponent als Funktion der Wellenlänge aus experimentellen Daten in die Theorie eingeführt.

Praktisch ist eine Berechnung der die optischen Erscheinungen wiedergebenden Ausdrücke nur in ganz speziellen Fällen der individuellen Teilcheneigenschaften möglich. Und zwar ist die Theorie bis nun entweder für Kügelchen von Dimensionen, die mit den Lichtwellen vergleichbar sind, oder für verlängerte und abgeplattete Rotationsellipsoide von Dimensionen, die klein gegen die Lichtwellenlängen sind, entwickelt.

Nach der Gansschen Theorie für unendlich kleine asphärische Teilchen ist die Depolarisation in bestimmter Richtung für die Teilchenform verantwortlich zu machen; allerdings ist der Depolarisationswinkel bei nichtmetallischen Teilchen, selbst im Falle extremer Formen, wie Stäbchen oder Blättchen, sehr klein gegenüber diesem Winkel bei metallischen Teilchen, die nur wenig von der sphärischen Form abweichen.

Bei den kugelförmigen Teilchen, deren Dimensionen schon mit der Lichtwellenlänge vergleichbar werden, ist die Depolarisation in be-

---

1) M. A. Schirmann, Sitzber. d. Wien. Akad. d. Wiss. 127, IIa, 8, 1918; Ann. d. Phys. 59, 493, 1919.

stimmter Richtung nach der Theorie von Mie eine Funktion des Kugelradius. Selbstverständlich steht die Art und der Grad der Depolarisationsabhängigkeit sowohl bei den sphärischen wie bei den asphärischen Teilchen mit den optischen Konstanten des Teilchen- und Umhüllungsmaterials in engem Zusammenhang. Fällt geradlinig polarisiertes Licht seitlich auf ein submikroskopisches Kügelchen ein, so ist das diffus zerstreute Licht beliebig schief zum einfallenden Lichtstrahl im allgemeinen elliptisch polarisiert, nur in den Richtungen der beiden Symmetrieebenen, die zur elektrischen Schwingungsrichtung des Einfallsstrahls senkrecht bzw. parallel stehen, ist es total linear polarisiert. Das heißt, es kann in diesen Richtungen durch einen Analysator vollständig gelöscht werden, oder umgekehrt: Die vollständige Löschbarkeit diffus zerstreuten Lichtes in jenen Richtungen durch einen Analysator bedeutet einen Beweis für sphärische oder im allgemeinen reguläre Gestalt eines submikroskopischen Teilchens beliebigen Materials. Beleuchtet man hingegen ein Kügelchen mit unpolarisiertem Licht, so ist das diffus zerstreute Licht stets teilweise linear polarisiert, und zwar entweder in der Visionsebene oder senkrecht dazu, je nach Teilcheneigenschaften und Visionsrichtung. Im Falle, daß ein submikroskopisches Kügelchen oder gegebenenfalls ein regulärer Kristall dieser Größenordnung bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht das diffus zerstreute Licht mehr oder minder stark depolarisiert, kann das bloß zu einer Aussage über die Größe des Teilchens und dessen optische Beschaffenheit führen.

Es galt nun experimentell zu untersuchen, wie die Polarisation am Einzelteilchen in die Erscheinung tritt, bzw. Art und Grad dieser Abhängigkeit von der individuellen Eigenart der submikroskopischen Kügelchen der Größenordnung 10^{-5} cm festzustellen. Als Versuchsanordnung diente eine Ultramikroskopanordnung mit einseitiger Beleuchtung in Verbindung mit einem Ehrenhaftschen kleinen Plattenkondensator als Beobachtungskammer. Dazu kamen noch spezielle optische Einrichtungen für Polarisationsbeobachtungen im weißen und spektral zerlegten Licht.

Um den Polychroïsmus als Dispersionseffekt nachweisen und die Ergebnisse der Polarisation am kugelförmigen Einzelteilchen als neue Meßmethode verwerten zu können, mußten die Voraussetzungen der Theorie streng erfüllt sein: Nämlich die sphärische oder reguläre Gestalt der submikroskopischen Teilchen und die Richtigkeit ihrer optischen Materialkonstanten. Die erste Forderung, die sich auf die Teilchenform bezieht, konnte durch die Darstellungsart der Teilchen schon einigermaßen verbürgt, durch das Experiment selbst aber noch mit Sicherheit überprüft werden. Die Darstellungsart war dort, wo es möglich war, die Kondensationsmethode (Übergang vom Molekulardispersen ins Kolloide), in allen andern Fällen die Dispersionsmethode (Übergang vom Grobdispersen ins Kolloide). Bei der Erzeugung von Metallnebeln und Metallstaub ist die Kondensationsmethode (durch Verdampfen mittels Gebläseflamme im Quarzrohr und Kondensation) zwecks Erlangung von kugelförmigen bzw. regulär kristallisierten Teilchen der elektrischen Lichtbogenzerstäubung vorzuziehen. Die zweite Forderung, die Richtigkeit der optischen Materialkonstanten der Submikronen ist bei isotropen Kügelchen erst für die messende Polarisationsmethodik von Belang.

Die experimentelle Entscheidung regelmäßiger oder unregelmäßiger Teilchengestalt wurde durch die bereits früher erwähnte Löschungsmethode getroffen. Dieser Versuch wurde bei allen Einzelteilchen der in der Folge genannten Substanzen ausgeführt. Sodann wurde mit unpolarisiertem Licht beleuchtet und in der Richtung senkrecht zum einfallenden Strahl lineare Polarisation, Depolarisation und Polychroïsmus konstatiert. Die Dispersion der Polarisation wurde vorläufig in der Weise nachgewiesen, daß bei Beleuchtung mit total linear polarisiertem Licht und Beobachtung senkrecht zum einfallenden Strahl mit einem Doppelspat die Winkel gleicher Helligkeit der beiden Beugungsbilder des Einzelteilchens wellenlängenabhängig befunden wurden.

Das bis nun vorliegende experimentelle Material ist das folgende: Der Untersuchung unterzogen wurden von den Metallen, die schwer verdampfbaren *Au*, *Ag* und *Cu*, dann noch *Hg*, *Pb*, *Zn* und *Bi*; von den Metalloiden *S*, *Se*, *Te* und *J*; außer diesen noch Glyzerin, Paraffinöl und festes Paraffin. Als allseitig symmetrische Einzelteilchen wurden befunden: *Hg*, die flüssigen Öle, *Au*, *Ag*, *Cu*, *Pb*, dann je eine Modifikation von *S*, *Se* und wahrscheinlich auch *Te*. Als nicht allseitig symmetrische Einzelteilchen wurden befunden: *J*, *Sn*, *Bi*, festes Paraffin und mehrere Modifikationen von *S*, *Se* und *Te*. Der *Zn*-Staub war so fein dispers, daß das von einem Einzelteilchen abgebeugte polarisierte Licht bei der Lichtquelle einer 25 Amp. Bogenlampe noch zu wenig intensiv war als daß man eine so wichtige Entscheidung hätte treffen können.

Polarisationsgrad, Dispersion der Polarisation und Polychroïsmus verhalten sich bei den allseitig symmetrisch befundenen Teilchen so, daß diese Effekte bei den metallischen Teilchen stärker sind, als bei den halb- und nichtme-

tallischen Teilchen, zum Unterschied von ähnlichen Effekten an asphärischen unendlich kleinen Teilchen. Depolarisation, Dispersion der Polarisation und Polychroïsmus sind bei den größeren Teilchen größer als bei den kleineren. Die Art des positiven Polychroïsmus ist die, daß das parallel der Visionsebene polarisierte Licht langwelliger, das senkrecht der Visionsebene polarisierte kurzwelliger ist. Daran ändert sich nichts, wenn man das Teilchen dem Einfluß des elektrischen Feldes entzieht oder den elektrischen Kraftlinien eine veränderte Richtung gibt. Bei allseitig symmetrischer Beleuchtung z. B. mittels Kardioidkondensors allseitig symmetrischer Einzelteilchen z. B. kolloidaler *Au*-Teilchen ist kein Polychroïsmus vorhanden.

Experiment und Theorie stehen somit vorläufig in lückenloser Übereinstimmung. Auf dieser Grundlage läßt sich erst die Polarisation nach bekannten zwei verschiedenen Methoden[1]) für die Größenbestimmung submikroskopischer Kügelchen verwerten.

Nicht übergehen möchte ich eine Wahrnehmung, die ähnlich an ganzen dispersen Systemen schon bemerkt wurde und die bei den Auslöschungsversuchen auch am Einzelteilchen zu machen ist. Nämlich bei starken Beleuchtungsobjektiven kann man in der „Dunkelstellung" bei an die Dunkelheit gut akkommodiertem Auge gerade noch den Platz, wo sich das Teilchen befindet, visual bestimmen: Es gelangt von demselben minimal wenig Licht ins Auge. Die eine Deutung dieser Erscheinung durch sekundäre Zerstreuung an den übrigen Teilchen wird beim isolierten Einzelteilchen irrelevant; unwahrscheinlich wäre auch eine Deutung durch ganz minimale Abweichung vom symmetrischen Bau der Teilchen, da der Versuch z. B. bei *Au*- und *Ag*-Teilchen zur nämlichen Wahrnehmung führt wie bei *Hg*- und Öltröpfchen. Viel wahrscheinlicher sind die beiden andern Erklärungsmöglichkeiten nämlich entweder durch eine mangelhafte Optik oder durch Erregung einer Fluoreszenzstrahlung bei sehr intensiver Beleuchtung des Einzelteilchens.

Nicht unerwähnt möchte ich zum Schluß noch die Tatsache lassen, daß auch das sogenannte „blaue" Himmelslicht polychroïtisch ist, nämlich grünblau-blauviolett.

Das Problem der Gestalts- und Größenbestimmung submikroskopischer Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm, welches nicht bloß für verschiedene Gebiete der Physik des Mikrokosmos Bedeutung hat, sondern auch für die Berührungspunkte zwischen der Wissenschaft vom kolloiden Zustand und der Chemie, Mineralogie, Meteorologie, Biologie usw., geht parallel mit der Fortentwicklung der optischen Polarisationsmethodik am Einzelteilchen im Gase.

Aus dem III. Physikalischen Institut der Universität Wien.

Diskussion.

Fürth-Prag: Ich möchte fragen, ob Sie nach dieser Methode Bestimmungen der Teilchengröße ausgeführt haben und ob Sie so Übereinstimmung mit der Methode der Teilchengrößenbestimmung aus der Farbe nach Mie's Theorie erhalten haben. Es wäre das sehr wichtig, da man so eine sichere Bestimmung dieser Größe vornehmen könnte.

Schirmann (Antwort): Ein Vergleich der Größenbestimmung aus der Polarisation und der Farbe (und eventuellen anderen Methoden) ist noch nicht angestellt worden, soll aber in der Folge geschehen. Bis nun sind alle Grundlagen dafür durch die Polarisationslösungsmethode der Formschätzung vorbereitet.

Müller-Göttingen: Haben sich bei der Beobachtung der flüssigen Öle und des Paraffins nicht Schwierigkeiten durch die Fluoreszenz dieser Substanzen eingestellt?

Schirmann (Antwort): Von einer prinzipiellen Störung der Fluoreszenz (z. B. bei Ölen) kann keine Rede sein, da unter anderen gerade in unserem Fall durch die Polarisationslöschungsmethode ein Mittel an die Hand gegeben ist, das Tyndallicht vom Fluoreszenzlicht zu trennen; man kann also das bloße Fluoreszenzlicht messen und vom gesamten polarisierten Licht in Abzug bringen; dann bleibt bloß das Tyndallicht.

Laski-Berlin: Tank hat vor einigen Jahren auf Grund von Polarisationsberechnungen nach der Mieschen Theorie eine Methode angegeben, die Gestalt von kolloiden Einzelteilchen zu bestimmen. Inwiefern unterscheidet sich der von Ihnen ausgeführte Gedanke von dem von Tank ausgesprochenen?

Schirmann (Antwort): Wie ich berichtigend bemerken möchte, hat Tank auf Grund von Polarisationsberechnungen nach der Mieschen Theorie eine Methode zur Größenbestimmung kolloider Einzelteilchen angegeben, aber nicht ausgeführt. Was Gestaltsbestimmungen kolloider Einzelteilchen betrifft, so wiederholt Tank nur Gedanken, die in der Mieschen Theorie enthalten sind. Meine Ausführungen enthalten diesbezüglich ebenso keinen neu ausgesprochenen Gedanken wie die Tanks, sondern sind Experimente auf Grund der Folgerungen der Theorie von Mie.

---

1) F. Tank, Mitteil. d. Phys. Gesellsch., Zürich, Nr. 18, 1916; M. A. Schirmann, Ann. d. Phys. 59, 530, 1919.

Gerlach-Frankfurt: Sind die aus dem Dampfe kondensierten Metallteilchen kugelförmig oder Kriställchen? Durch Zerstäubung im Funken hergestellte Metallteilchen haben ganz beliebige Formen; verhalten sich diese auch anders?

Schirmann (Antwort): Die Methode stellt sich die Beantwortung dieser Frage gar nicht zum Ziel, sondern entscheidet nur über allseitige Symmetrie, die bei Tröpfchen nur durch die Kugel verifiziert ist. Die Metallteilchen bei dieser Untersuchung waren nicht durch die Zerstäubungsmethode, sondern durch die Kondensationsmethode (Verdampfen mittels Gebläseflamme im Quarzrohr und Verdichtung) erzeugt. Es ist bloß aus theoretischer Überlegung wahrscheinlicher, mit Hilfe dieser Methode allseitig symmetrische Teilchen zu erhalten, als durch die elektrische Lichtbogenzerstäubung, da so eventuell auch fetzenförmige Teilchen erzeugt werden könnten. Die experimentelle Entscheidung regelmäßiger oder nicht regelmäßiger Teilchengestalt wird eben durch die Polarisationslöschungsmethode getroffen; für lichtbogenzerstäubtes Material ist das noch nicht geschehen.

Laski-Berlin (Antwort an Gerlach): Die hier angeführte Methode bietet nicht die Möglichkeit, zwischen exakten Kugeln (Tröpfchen) und Konglomeraten von Kristallen, die allseitig ziemlich gleich dimensioniert sind, zu unterscheiden. Scherrer hat ja bekanntlich durch Röntgenaufnahmen nachgewiesen, daß *Ag*- und *Au*-Teilchen kristalloide Struktur haben, während hingegen die Untersuchungen von Gans, Dießelhorst und Freundlich und anderen an Solen ebenso die angenäherte Kugelgestalt beweisen wie die Untersuchungen am Einzelteilchen.

Schirmann (Antwort): Ich schließe mich der Antwort Laski auf Gerlach im großen und ganzen an.

Gerlach-Frankfurt: Kann die „allseitige Symmetrie" der Gold-, Silber- usw.-Teilchen durch Brownsche Bewegung vorgetäuscht werden, indem eine „mittlere Gestalt" für die Polarisationslöschung in Betracht kommt?

Schirmann (Antwort): Die Brownsche Bewegung wirkt bei den Größen- und Gestaltsbestimmungen nicht störend ein, da ein ähnliches Verhalten bei den Teilchen mit starker Brownscher Bewegung und bei den Teilchen mit äußerst schwacher Brownscher Bewegung konstatiert werden kann.

Mühsam-Berlin regt die Ausdehnung der Versuche auf biologische Fragen an (ultravisibles Virus, d'Hérellesches Phänomen usw.), um vielleicht Anhaltspunkte für Größe und Gestalt von auch im Ultramikroskop auf die übliche Art nicht sichtbar zu machenden Objekten zu bekommen oder wenigstens ihre Existenz mit Sicherheit zu erweisen.

Schirmann (Antwort): Was die Ausdehnung der Versuche auf biologische Fragen betrifft, möchte ich sagen, daß die Polarisationsmethode am Einzelteilchen nur für ultramikroskopisch sichtbare Teilchen anzuwenden ist. Für amikroskopische Objekte läßt sich die Polarisationslöschungsmethode nur an ganzen dispersen Systemen solcher biologisch wichtiger Objekte bei unendlichem Verdünnungsgrad ausführen.

Fürth-Prag: An die Bemerkung des Herrn Gerlach möchte ich anknüpfend bemerken, daß ich in einer früheren Untersuchung aus dem Dampf zerstäubten Edelmetalls Partikel auf Glas niederschlagen ließ und sie im Paraboloidkondensor in zentral-symmetrischer Beleuchtung beobachtete. Aus der Polarisation läßt sich dann feststellen, daß z. B. Goldteilchen kugelsymmetrisch sind, oder zunächst nur äußerst geringe Abweichungen von der Kugelgestalt haben. Da in diesem Falle die Brownsche Bewegung völlig fehlt, folgt hieraus, daß aus dem Metalldampf bei gewissen Materialien sich annähernd kugelige Teilchen bilden.

Schirmann (Antwort): Ich schließe mich den Ausführungen Fürth auf Gerlach völlig an.

Josef Mattauch (Wien), Neue Versuche zur Photophorese.

Mit Photophorese bezeichnet Ehrenhaft[1]) die von ihm entdeckte Erscheinung der fortführenden Wirkung, die ein konzentrierter Lichtstrahl auf kleine Probekörper ausübt, die in einem Kondensator mittels der Schwebespannung sozusagen aufgehängt sind und zwar lichtpositiv, wenn die Bewegung in der Richtung des Lichtstrahles, lichtnegativ, wenn sie entgegengesetzt dazu erfolgt. Nach der Maxwellschen Theorie ist zufolge des Lichtdruckes nur eine lichtpositive Bewegung zu erwarten. Ehrenhaft unterschied Kräfte erster Art, die das Licht unmittelbar, und Kräfte zweiter Art, die es erst durch Vermittlung des umgebenden Mediums auf den Probekörper ausübt, z. B. Radiometerkräfte. Durch Veränderung der Parameter (Druck und Temperatur) des Gases konnte eine Entscheidung in dieser Frage erwartet werden. Die Versuche von Ehrenhaft[2]) und Parankiewicz[3]) an verschiedenen Probekörpern von nahezu gleichem Radius bei verschiedenen Gasdrucken und in verschiedenen Gasen, ließen inner-

1) F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. **56**, 81, 1918.
2) F. Ehrenhaft, l. c.
3) J. Parankiewicz, Ann. d. Phys. **57**, 489, 1918.

halb der damals erreichbaren Versuchsgenauigkeit zunächst keinen Einfluß des umgebenden Gases feststellen. Um die Größe der Radiometerkräfte auf Kugeln abzuschätzen, haben Rubinowicz[1]) und Laski und Zerner[2]) ihre Radiometertheorien aufgestellt. Sie berechneten die Temperaturverteilung auf der Oberfläche der Kugel, und je nach der Lage des Temperaturmaximums auf der Vorder- oder Rückseite der Kugel bewegt sich diese mit dem Lichtstrahl oder ihm entgegen. Von einer bestimmten Größe der Kugel an, die natürlich von den optischen Konstanten (Brechungsindex und Absorptionskoeffizient) des Materials abhängt, muß die gesamte Energie in der vorderen Kugelhälfte absorbiert werden, d. h. der Probekörper lichtpositiv sein. Ebenso ergibt sich bei ganz kleinen Kugeln wieder positives Vorzeichen der Kraft. Die Rubinowiczsche Theorie gilt für den Fall, daß der Kugelradius klein ist gegen die mittlere freie Weglänge der umgebenden Gasmoleküle und verlangt lineare Abnahme der Radiometerkraft mit dem Druck. Laski und Zerner rechneten den Fall: Kugelradius groß gegen die Weglänge und erhielten mit abnehmendem Druck Druckunabhängigkeit und bei Extrapolation auf kleine Drucke steilen Abfall der Kraft. Jedenfalls muß beim Druck Null auch die Radiometerkraft gleich Null sein.

Es ist nun gelungen, durch mehrere Fortschritte die Messung der photophoretischen Kräfte exakter zu gestalten.

1. Der Strahl hat ungefähr die Form eines Doppelkegels (siehe Fig. 1); das Teilchen wird während der Messung der Photophorese immer in der Achse desselben gehalten. Ob der Probekörper in der horizontalen Ebene bleibt, kann im Mikroskop selbst kontrolliert werden. Damit er aber infolge der Brownschen Bewegung nicht nach vor- oder rückwärts in andere Partien des Strahles oder aus diesem heraus gelangt, waren die Strahlen fix mit der Einstellebene verbunden und wurden mit dieser verstellt.

2. Da der Strahl ein inhomogenes Kraftfeld darstellt, wurde die Strecke, über die gemessen wurde, in mehrere kleine Strecken unterteilt (Fig. 1) und die Passagezeiten über jede einzelne gestoppt. Dann wurden, wie es die Figur zeigt, die Geschwindigkeiten v_L in den Teilstrecken als Funktion des Orts x im Strahle aufgetragen und um eine zur v_L-Achse parallele Achse gespiegelt, wodurch noch die mit Sternen bezeichneten Punkte gewonnen wurden. Die

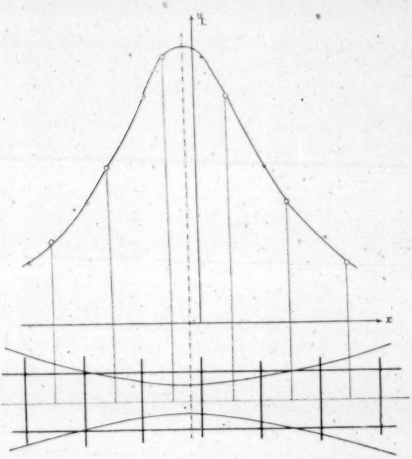


Fig. 1.

Geschwindigkeiten müssen ja symmetrisch zu dem Punkte der engsten Einschnürung, dem Brennpunkte des Strahles, liegen, der aber wie der ganze Strahl nicht sichtbar ist und dessen Lage daher nicht genau bekannt ist. Es war natürlich dafür gesorgt, daß während der Photophoresemessung der Brennpunkt immer ziemlich genau in der Mitte des Gesichtsfeldes lag. Auf diesem Wege wurde graphisch sowohl die Lage der Symmetrieachse, also des Brennpunktes (strichpunktierte Linie in der Fig. 1), als auch die photophoretische Geschwindigkeit in diesem Punkte ermittelt.

3. Gelang es durch eine Neukonstruktion des Röhrensystems in bedeutend kürzerer Zeit und daher auch weiter zu evakuieren und dabei dasselbe Teilchen im Gesichtsfelde zu behalten. Schon in zehn Minuten konnte ich von einer Atmosphäre Druck zu 3 mm Hg gelangen, während ich früher $^5/_4$ Stunden brauchte, um nur bis zur halben Atmosphäre zu kommen.

Der Hergang einer Messung war kurz folgender: Bei jedem Druck wurde vor und nach der Messung der Photophorese eine Serie von 20—40 Fall- und Steigzeiten im diffusen Licht gemessen. Die Photophoresemessung selbst erfolgte im konzentrierten Lichtstrahl und bestand ebenfalls in einer Serie von 15—20 Messungen der photophoretischen Geschwindigkeit in den sub 2. erwähnten Teilstrecken.

Das Ergebnis ist nun folgendes: Bei Se, an welchem die meisten Untersuchungen ausgeführt wurden, existieren zumindest zwei voneinander deutlich verschiedene Modifikationen und man

1) A. Rubinowicz, Ann. d. Phys. **62**, 716, 1920.
2) G. Laski und F. Zerner, Zeitschr. f. Phys. **3**, 224, 1920.

hat es je nach der Erzeugungsweise ganz in der Hand, welche von den beiden Modifikationen man in den Kondensator zu bekommen wünscht. Bei der einen Modifikation zeigen die Probekörper rote Eigenfarbe und die ausgesprochenen Beugungsfarben: orange, gelb, grün und blau. Die Fallgeschwindigkeit bleibt auch nach vielen Stunden konstant. Es gibt bei dieser Modifikation (siehe Fig. 2) sowohl lichtpositive als auch lichtnegative Probekörper, jedoch sind beide scharf durch ihre Größe voneinander geschieden. Alle Probekörper von einem Radius über etwa

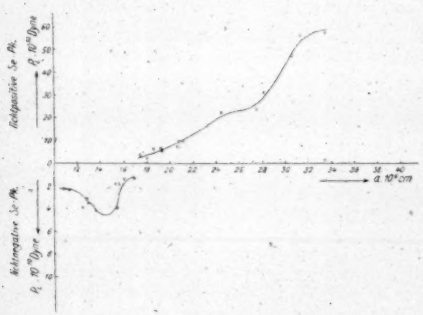


Fig. 2.

$17 \cdot 10^{-6}$ cm sind lichtpositiv, alle unter dieser Grenze bis $10 \cdot 10^{-6}$ cm sind lichtnegativ. Bei noch kleineren Probekörpern konnte ich das photophoretische Verhalten nicht mit Sicherheit feststellen. Die lichtpositive Kraft nimmt mit dem Radius unbegrenzt zu. Bei der zweiten Modifikation zeigen die Probekörper glänzend weiße Eigenfarbe und nur sehr ungesättigte Beugungsfarben. Die Fallgeschwindigkeit ist meist nicht konstant, sondern nimmt linear mit der Zeit ab. Die Probekörper verdampfen also. Sie sind in allen Größen, die beobachtet werden konnten, lichtnegativ. Jedoch zeigt sich hier wieder ein Maximum der lichtnegativen photophoretischen Kraft und mit größeren Radien nimmt die Kraft wieder ab. Das zeigt deutlich, daß die lichtnegative Kraft nicht wie der Lichtdruck proportional der Oberfläche ist und, wie es die lichtpositive Kraft tut, mit dem Radius stets wächst. Auch bei Schwefel hat die lichtnegative Kraft, wie aus den Untersuchungen von Parankiewicz hervorgeht, bei einem bestimmten Radius ein Maximum und nimmt dann wieder ab. Ganz große (ca. $5 \cdot 10^{-5}$ cm) S-Probekörper sind, wie ich beobachten konnte, lichtpositiv, wenn ich auch noch nicht sagen kann, daß diese zur selben Modifikation gehören, wie die von Parankiewicz gemessenen. Ähnliche Verhältnisse wie beim Se zeigen sich auch beim Te. Es gibt auch hier mindestens zwei Modifikationen, die sich unter ganz analogen Entstehungsbedingungen, wie beim Se bilden. Bei der einen Modifikation, die der roten beim Se entspricht, sind fast alle Probekörper lichtpositiv und nur ganz kleine lichtnegativ. Bei der zweiten, die der weißen beim Se analog ist, sind fast alle Probekörper, auch die größeren, lichtnegativ.

Die Druckabhängigkeit der photophoretischen Kraft kann nun bei ein und demselben Probekörper ohne jede Voraussetzung über Kugelgestalt und Fallgesetz berechnet werden. Es ist die photophoretische Kraft

$$P_L = \frac{v_L}{B} \quad (B = \text{Beweglichkeit})$$

und das Gewicht

$$mg = \frac{v_f}{B} \quad (v_f = \text{Fallgeschwindigkeit}),$$

daher

$$P_L \sim \frac{v_L}{v_f},$$

vorausgesetzt, daß die Masse konstant bleibt, was durch die Schwebespannung $\mathfrak{E}$ überprüft werden kann. Es ist

$$\mathfrak{E} = \frac{mg}{e} \quad (e = \text{Ladung})$$

und $\mathfrak{E}$ kann in bekannter Weise aus der Fall- und Steiggeschwindigkeit berechnet werden. Untersucht wurden hinsichtlich der Druckabhängigkeit nur lichtnegative Probekörper und zwar Se und Te. Die Se-Probekörper (in Fig. 3

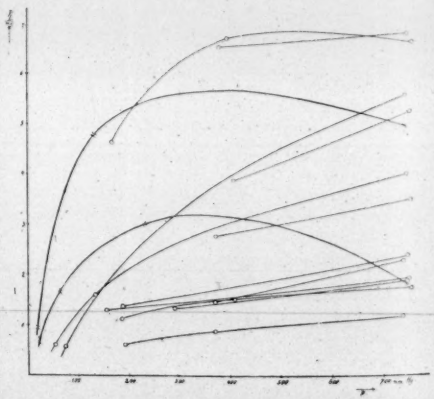


Fig. 3.

mit o bezeichnet) hatten alle eine Größe von ca. $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm, die *Te*-Probekörper (mit × bezeichnet) $3-4 \cdot 10^{-5}$ cm. Diejenigen Punkte, die zu ein und demselben Probekörper gehören, sind durch Kurven miteinander verbunden. Jene Probekörper, bei denen die Kurven nur bis zu einem Druck von 17 cm *Hg* reichen, wurden vor Einführung der neuen Evakuierungsmethode gemessen. Zunächst zeigt sich eine deutliche, wenn auch manchmal schwache Abnahme der photophoretischen Kraft mit dem Druck. Bei zwei *Se*-Probekörpern blieb die Kraft bis zu einem Druck von $^1/_2$ Atmosphäre und bei dem einen *Te*-Probekörper sogar bis zu 13 mm *Hg* ziemlich druckunabhängig. Das Ergebnis der ersten Versuche von Ehrenhaft und Parankiewicz ist danach verständlich. Jedoch sind alle Kurven, bei denen drei Punkte gemessen wurden, deutlich konkav nach unten. Bei den zwei *Se*-Probekörpern[1]) und den *Te*-Probekörpern, die nach Einführung der neuen Evakuierungsmethode gemessen wurden, zeigt sich diese Krümmung schon sehr ausgeprägt. Der kleinste Druck, bei dem gemessen wurde, war 22 mm *Hg*, jedoch wurde bei diesem Probekörper noch bis 4 mm evakuiert und bei diesem Drucke, bei dem die mittlere freie Weglänge der umgebenden Gasmolekeln bereits das 100fache des Radius beträgt, noch lichtnegative Bewegung konstatiert. In dem Gebiet höherer Drucke sollte die Laski-Zernersche Theorie (Druckunabhängigkeit) und bei tieferen Drucken die Rubinowiczsche Theorie (lineare Abnahme mit dem Druck) gelten. Die meisten Kurven sind aber nur nach 3, höchstens 4 Punkten gezeichnet und ich möchte daher den ausführlichen Vergleich mit der Theorie der Zukunft überlassen, da es jetzt möglich sein wird, einerseits die Gase in kurzer Zeit zu wechseln, andererseits zu noch tieferen Drucken zu gelangen.

1) Die eine dieser Kurven wurde, obwohl nur zwei Punkte gemessen sind, in Analogie nach den anderen gekrümmt gezeichnet.

Aus dem III. physikalischen Institut der Universität Wien.

Diskussion.

Gerlach-Frankfurt: Es ist sehr erfreulich, daß sich mit den sicherlich sehr mühsamen Versuchen des Herrn Vortragenden eine Einigung zwischen der radiometrischen Theorie der Photophorese und den Beobachtungen anzubahnen scheint.

Ich möchte aber noch auf einen wie mir scheint wichtigen Punkt hinweisen. Frl. A. Golsen in Frankfurt hat Radiometerversuche mit sehr intensiven Bestrahlungen ausgeführt. Hierbei ergaben sich bei Änderung des Gasdruckes recht wirre, meist nicht reproduzierbare Radiometereffekte, teils positiv, teils negativ, die nicht optisch — wie die früher von mir untersuchten negativen Radiometereffekte — zu erklären waren. Es ergab sich nun, daß die — intensiv — bestrahlte berußte Fläche nach einiger Zeit der Bestrahlung eine vollständig korrodierte Rußoberfläche zeigte, als ob das unter Einfluß der Bestrahlung entweichende Gas Rußteilchen absplittere. Die Rückseite eines solchen Flügels hatte eine unveränderte Rußschicht. Ich sehe in diesem experimentellen Befund eine mögliche und vor allem schwer zu erkennende Fehlerquelle bei Photophoreseversuchen und möchte vor allem darauf hinweisen, daß die verschiedene „Photophorese" verschiedener Modifikationen desselben Elements mit Oberflächenstrukturen und der Menge bzw. der Möglichkeit der Abgabe des Gases zusammenhängen können.

Mattauch: Zu der ersten Bemerkung des Herrn Gerlach, daß seine Radiometer sich unter der Bestrahlung verändern, möchte ich bemerken, daß wir lichtnegative *Se*-Probekörper durch viele (bis 11) Stunden beobachtet haben. Am Anfang und zum Schluß der Messung wurde Photophorese gemessen und die photophoretische Kraft ergab sich als konstant. Die Versuche sind sämtlich reproduzierbar und die Probekörper aus einheitlichem Material, d. h. nicht berußt. Die Versuche des Frl. Golsen scheinen mir daher keine Beziehung zu den vorgetragenen zu haben.

Gerlach: Eine Gewichtsänderung des Teilchens durch die Gasabgabe wäre zu klein, um erkannt zu werden. Auch muß man mit Adsorption von Gas während der Verdunkelung rechnen.

Laski-Berlin: Es sei noch eine theoretische Bemerkung gestattet. Die Theorie von Herrn Zerner und mir ist auf der üblichen Annahme der klassischen Gastheorie aufgebaut, daß viele Moleküle im Volumelement vorhanden sind. Wir haben aber, und dies war nicht ohne weiteres gerechtfertigt, aus unseren Formeln den Verlauf der Radiometerkraft konstruiert, auch wenn die Kugelradien klein gegen die Weglänge werden. Aus der Übereinstimmung zwischen den von Herrn Mattauch gezeigten experimentellen Kurven und den von uns gerechneten scheint man aber nachträglich die Berechtigung zu dieser Extrapolation ableiten zu dürfen.

Mattauch: Dazu möchte ich bemerken, daß auf die meisten der gemessenen Teilchen Ihre Theorie doch nicht anwendbar ist, da die *Pk* klein sind gegenüber der Weglänge. Hier sollte die Rubinowiczsche Theorie gelten.

Von einer Bestätigung Ihrer Theorie kann, glaube ich, kaum gesprochen werden.

Laski-Berlin: Die Theorie von Rubinowicz ist prinzipiell auf anderen gastheoretischen Annahmen aufgebaut, wie die unsere. Herr Rubinowicz überträgt die von Knudsen für den Fall des absoluten Manometers (unendliche Platten in sehr verdünntem Gase) abgeleitete Impuls-Formel auf sehr kleine Kugeln.

Mattauch: Die Antwort ist bereits im Vorhergehenden enthalten.

Marx-Leipzig: Kommt Kathodenstrahlaustritt bei der starken Belichtung überhaupt nicht in Frage?

Mattauch: Ein Kathodenstrahlenaustritt müßte sich sofort durch eine Umladung des Probekörpers bemerkbar machen. Diese wird zwar bei Bestrahlung mit ultravioletem Licht beobachtet, aber hier wurde dieses durch die Glaslinsen vollkommen absorbiert.

W. Schottky (Würzburg), Über die Drehung der Atomachsen in festen Körpern. (Mit magnetischen, thermischen und chemischen Beziehungen.)

Seitdem die Atomforschung gezeigt hat, um was für komplizierte Gebilde es sich bei diesen früher als einfach und unveränderlich betrachteten Elementarbausteinen der Materie handelt, werden wir geneigt sein, auch in festen Körpern mit gewissen Veränderungen innerhalb der Atome zu rechnen, die sich bei Temperatur- oder Druckänderungen oder unter dem Einfluß geordneter elektrischer oder magnetischer Kräfte geltend machen werden. In Analogie zu den an einzelnen Atomen beobachteten Veränderungen werden wir auch hier stetige Veränderungen der Elektronenbahnen innerhalb des Atoms zu erwarten haben, die mit den sogenannten adiabatischen Veränderungen im Einzelatom, etwa unter der Wirkung eines allmählich anwachsenden Magnetfeldes, zu vergleichen wären; von noch größerem Interesse sind aber vielleicht die sprunghaften Veränderungen, bei denen sich die Kennzahl irgendeines Quantenzustandes innerhalb des Atoms unter der Wirkung einer thermischen oder geordneten Energiezufuhr um diskrete Beträge ändert, was zugleich bedeutet, daß auch die Energie nur in Quanten von bestimmter Größe dem Atom zugeführt werden kann.

Nun ist es nicht ganz leicht, auf thermischem Wege oder durch äußere Kräfte einem festen Körper Energiebeträge zuzuführen, die pro Gramm-Atom mehr als etwa $3 \cdot 10^{11}$ Erg, entsprechend einer Temperatur von einigen Tausend Grad, betragen; die für Änderungen des Atominnern zur Verfügung stehende Energie wird also erst recht diesen Betrag nicht überschreiten. Damit wird die Aufmerksamkeit auf die Frage konzentriert, ob innerhalb der Atome eines festen Körpers irgendwelche Quantenzustände zu erwarten sind, die sich von dem Normalzustand nur um kleine Energiebeträge ($< 3 \cdot 10^{11}$ Erg) unterscheiden.

Nun kennen wir, wenigstens im freien Atom, aus Spektralbeobachtungen die Größenordnung der „ersten Quantensprünge" innerhalb des Atoms, bei dem ein Elektron, in der Regel das äußerste Valenzelektron, seine Quantenzahl ändert. Diese Energiedifferenzen bewegen sich im allgemeinen zwischen 2 und 20×10^{12} Erg, oder, in einer bekannten Rechnungsweise, zwischen 2 bis etwa 20 Volt, während wir vorhin 3×10^{11} Erg oder 0,3 Volt als obere Grenze gefunden hatten; derartige Quantensprünge werden wir also im allgemeinen in festen Körpern nicht zu erwarten haben. Eine Ausnahme dürften hier höchstens die Atome oder Ionen von Elementen mit unfertigen inneren Elekronengruppen bilden, bei denen nach Bohr eine Art energetisches Gleichgewicht zwischen verschiedenen Quantenzuständen des Atoms vorhanden ist, und es wäre z. B. interessant, zu verfolgen, ob etwa die Modifikationsänderung des Cäsiums bei hohem Druck, die P. W. Bridgeman durch Widerstandsmessungen festgestellt hat, und die er selbst durch innere Atomumwandlungen zu erklären geneigt ist, mit dem Übertritt des äußeren Valenzelektrons in eine solche innere Gruppe in Zusammenhang zu bringen ist. Hier ist jedoch noch zu bemerken, daß ein äußeres Valenzelektron als Leitungselektron im festen Körper eine ganz andere Rolle spielt, wie im gasförmigen Atom, und es muß allgemein zugegeben werden, daß sich über die energetische Größenordnung etwaiger Quantensprünge von freien oder Leitungselektronen in festen Metallen aus dem Verhalten der entsprechenden Valenzelektronen in gasförmigen Atomen nichts aussagen läßt, da es sich hier offenbar um prinzipiell andere Bewegungsvorgänge handelt.

Lassen wir jedoch einmal die Frage der Leitungselektronen und den vorher erwähnten Fall des inneren Gleichgewichtes von Elektronenbahnen beiseite, so kommt im allgemeinen eine Änderung von azimutalen und radialen Quantenzahlen der einzelnen Elektronen in den Atomen der festen Körper durch äußere Arbeit oder Wärmezufuhr kaum in Frage. Aber auch die energetisch im allgemeinen weniger einschneidenden Veränderungen, die ein Atom durch quantenhafte Änderung der gegenseitigen Orien-

tierung von verschiedenen Elektronenbahnen erfährt, sind unter der Wirkung der erwähnten Einflüsse kaum zu erwarten; man kann dies wohl aus der Einfachheit der S-Terme im Serienschema schließen, womit für den Normalzustand wenigstens des freien Atoms der Übergang zu anders orientierten Bahnkonfigurationen mit gleichen radialen- und Azimutalquanten nicht nur wegen zu hoher Energiedifferenzen, sondern direkt wegen der Nichtexistenz der entsprechenden Bewegungsformen ausgeschlossen erscheint.

Dagegen kann eine Mannigfaltigkeit von energetisch wenig verschiedenen Quantenstufen der Atome im festen Körper dadurch bedingt sein, daß das Atom als Ganzes verschiedener diskreter Orientierungen relativ zu seiner Umgebung fähig ist, eine Möglichkeit, auf deren Bedeutung für paramagnetische Probleme W. Lenz vor zwei Jahren aufmerksam gemacht hat[1]). Wenn jedoch die Annahmen Bohrs über den Charakter insbesondere der innersten Elektronenbahnen der Elemente zutreffen, so besitzen nicht nur die bekannten magnetischen Atome, sondern alle Atome und Ionen eine Achse, und zwar wegen des nichtverschwindenden Impulsmomentes einzelner Elektronengruppen sogar eine gerichtete Achse. Die Frage der Orientierungsmöglichkeiten dieser gerichteten Atomachse in festen Körpern bildet also ein allgemeines Problem des festen Aggregatzustandes, das nicht nur für magnetische, sondern auch für thermische und chemische Fragen Bedeutung hat.

Die räumliche Quantelung eines Atoms im Felde der Nachbaratome ist ein bisher theoretisch noch wenig zugängliches Problem. Da der Gesamtimpuls eines Atoms oder Ions nach Bohr in vielen Fällen nicht durch die Quantenzahl 1, sondern durch höhere ganze Zahlen charakterisiert ist, würde man schon bei einem freien Atom im homogenen Felde in vielen Fällen mehr als zwei diskrete Quantenlagen erwarten. In der Tat scheint das für gewisse Atomarten, z. B. Chrom, aus der Termdarstellung des anomalen Zeemaneffekts zu folgen; man hätte hier (wie ich einer freundlich brieflichen Mitteilung von Herrn W. Heisenberg entnehme) im Normalzustand fünf Quantenlagen anzunehmen, während einfachere Atome (*Na*, *Ag* usw.) nur die 0- und 180°-Lage zu haben scheinen. Auch die Beobachtungen von Stern und Gerlach über die magnetische Orientierung der Silberatome scheinen auf diesen einfachsten Fall zu deuten.

Um dieselbe Frage für den festen Zustand zu entscheiden, fehlt es uns vorläufig noch in verschiedener Hinsicht an Material; doch liegt es nahe, anzunehmen, daß bei gegebener Orientierung aller Nachbaratome die Mannigfaltigkeit der Quantenlagen der Atomachse nicht größer ist als im freien Zustand, und wir wollen vorläufig mit der einfachsten Annahme rechnen, daß eine Umpolung um 180° der wesentlich in Betracht kommende Vorgang ist.

Unabhängig von dieser Frage nach der Zahl der für ein bestimmtes Atom im festen Körper möglichen Quantenlagen relativ zu einer dem ordnenden Feld im Gaszustand entsprechenden „Führungsrichtung" ist jedoch die Frage aufzuwerfen und zu entscheiden, ob diese Führungsrichtung für alle Atome eines festen Körpers dieselbe ist oder nicht. Auch hier wollen wir die einfachste Annahme machen, daß im vollständig geordneten festen Körper (bei genügend tiefen Temperaturen) die Führungsrichtung für die Achsen aller Atome die gleiche ist; wir halten uns dabei an das Beispiel des von P. Weiß untersuchten Pyrrhotins, wo wenigstens bei gewissen Stücken aus den Beobachtungen auf dies einfachste Verhalten geschlossen werden muß[1]).

Die Größenordnung des Energieaufwandes, der mit der Umpolung eines einzelnen Atoms innerhalb eines Kristalles mit geordneten Achsenstellungen der Atome verbunden ist, ergibt sich dann aus der Betrachtung des in Fig. 1 dargestellten idealisierten Falles. Es sind dort zwei kreisförmige Elektronenbahnen betrachtet, die mit dem Radius r um zwei Anziehungszentren (Atom-

1) Diese Zeitschr. **21**, 613—615, 1920.

1) P. Weiß und J. Kunz, Journ. d. Phys. 1905, 449. Zusatz bei der Korrektur: Herr W. Lenz macht mich auf eine weitere Arbeit von P. Weiß und J. Kunz (Journ. d. Phys. 1905, 847—852) aufmerksam, der zufolge die Vorzugsrichtung beim Pyrrhotin durch geeignete thermische Behandlung zum Verschwinden gebracht und die der Kristallform entsprechende sechszählige Symmetrie gewonnen werden kann. Entsprechend ist bei dem kubisch gebauten (ferromagnetischen) Magnetit (P. Weiß, Journ. d. Phys 1896, 847—873) Symmetrie in bezug auf die 3 Würfelkanten vorhanden. Aus diesen Tatsachen folgt allerdings noch nicht, daß beim festen Körper bei $T = 0$ gleichzeitig verschiedene Führungsrichtungen, also verschiedene Stellungen der Atomachsen vorhanden sind, sondern es könnte die Orientierung immer noch einheitlich sein und sich nur unter der Wirkung äußerer Felder gemeinsam verändern, so daß nach Entfernung des äußeren Feldes die spontane Magnetisierung eine um 60° bzw. 90° geänderte Richtung hätte. Jedenfalls ist aber bei solchem Verhalten der bündige Schluß auf Einheitlichkeit der Führungsrichtung nicht mehr möglich, und es haben dann andere Erwägungen weiter zu helfen (vgl. auch die Diskussion am Schluß). Unabhängig von all diesem behält jedoch der oben behandelte Fall als der theoretisch einfachste seine Bedeutung, einmal deshalb, weil auch bei alternierender Führungsrichtung gewisse Nachbaratome die gleiche Führungsrichtung haben werden, und ferner deshalb, weil sich bei gegenseitiger Neigung der Elektronenbahnen wahrscheinlich nur die quantitative, nicht die qualitative und größenordnungsmäßige Seite der Erscheinungen ändert.

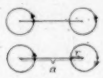


Fig. 1.

kerne), die sich im Abstand a voneinander befinden, synchron durchlaufen werden. Bei Gleichläufigkeit und Gegenläufigkeit der beiden Bahnen gibt es je eine Phase, die der kleinsten elektrostatischen Wechselenergie der beiden Elektronen entspricht, und der Energieunterschied dieser beiden Zustände beträgt

$$\Delta E = \frac{\varepsilon^2}{a}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + k\left(\frac{r}{a}\right)^2}}\right),$$

wobei ε die Elementarladung und k eine Zahl bedeutet, die in unserem Fall etwa gleich 2 ist. Sind die beiden Elektronenbahnen senkrecht übereinander angeordnet, so ist der entsprechende Energieunterschied durch die Zahl $k = 4$ charakterisiert. Bezeichnet man noch $\frac{\varepsilon^2}{a}$ mit E_0, so ist der Energieunterschied bei Umpolung hiernach für den größten denkbaren Wert von r, $\left(r = \frac{a}{2}\right)$, etwa $0{,}2\, E_0$ bei nebeneinander und $0{,}3\, E_0$ bei übereinander orientierten Bahnen. Für $\frac{r}{a} = {}^1/_4$ ergeben sich Energieunterschiede von etwa ${}^1/_{16}$ bzw. ${}^1/_8\, E_0$. Wenn nun auch bei der Betrachtung eines ganzen Gitters Summenbildungen mit Gliedern verschiedenen Vorzeichens statt dieser Einzelglieder in Betracht zu ziehen sind, so wird doch diese Rechnung einen gewissen Anhalt geben für die Größenordnung der bei Umpolung eines einzelnen derart schematisierten Atoms auftretenden Energie, und man findet diese Energiebeträge, wenn man die gewöhnliche Größenordnung der Atomabstände (etwa 2×10^{-8} cm) einsetzt, unerwartet groß, nämlich für $\frac{r}{a} = {}^1/_4$ etwa entsprechend 2—4×10^{12} Erg oder einigen tausend Grad.

Diese elektrostatischen Energieunterschiede bei Umpolung eines Atoms, die wir vielleicht als eine rotoaktive Richtwirkung der Atome aufeinander deuten und bezeichnen können, beruhen jedoch auf einem absolut strengen Synchronismus der Umläufe in benachbarten Atomen, und verschwinden vollständig, wenn die Bewegungen in den Nachbaratomen verschiedene untereinander inkommensurable Perioden besitzen. Daher werden wir vielleicht schon bei gleichartigen Atomen, die sich in verschiedenartiger Stellung im Kristallgitter befinden, sicher aber bei benachbarten verschiedenartigen Atomen keine Spur einer derartigen rotoaktiven Wechselwirkung mehr zu erwarten haben; ein charakteristischer Unterschied gegenüber der magnetischen Wechselwirkung von Atomen, bei der ja der Synchronismus keine Rolle spielt. Übrigens sei bei der Gelegenheit darauf hingewiesen, daß die magnetische Richtwirkung der Atome aufeinander im allgemeinen von viel niedrigerer Größenordnung ist als die rotoaktive; die charakteristische Temperatur, die zu der magnetischen Umpolenergie, beispielsweise des Eisens gehört, beträgt nach Debye und Frivold[1]) weniger als ein Grad absolut.

Ähnliche charakteristische Unterschiede, wie zwischen synchronen und asynchronen Atomen sind bezüglich der rotoaktiven Wechselwirkung auch zwischen den Atomen mit stark symmetrischen und stark unsymmetrischen Elektronenbewegungen zu erwarten. Elemente, deren äußerste Elektronengruppe die Edelgaskonfiguration zeigt, werden weniger rotoaktiv sein wie solche mit unvollständigen äußeren Gruppen, und die Atome mit voll ausgebildeten Sechsergruppen in der äußersten Schale werden wahrscheinlich noch besser nach außen kompensiert sein. Doch wird man, wenn auch in den Atomen des festen Körpers die Elektronenbahnen sich annähernd in invariablen Ebenen bewegen, im allgemeinen nicht an eine vollkommene gegenseitige Astasierung der rotoaktiven Wirkung der verschiedenen gegeneinander geneigten Elektronenbahnen einer Gruppe von Elektronen mit gleichen Quantenzahlen zu denken haben; nur das wird man sagen können, daß bei einigermaßen symmetrischen Atomen die Abnahme der Umpolenergie mit zunehmendem Atomabstand bedeutend rascher vor sich gehen wird, als mit dem Quadrat des reziproken Abstandes, wie es für größere Entfernungen nach unserem früheren Modell mit den einzelnen umlaufenden Elektronen der Fall wäre.

Die genauere modellmäßige Untersuchung aller dieser Fragen wird nicht nur zu schwierigen Rechnungen führen, sondern auch die Kenntnis von allgemeinen Bewegungs- und Quantengesetzen erfordern, über die wir z. Zt. noch in keiner Weise genügend unterrichtet sind. Ich möchte deshalb jetzt gleich zu einigen Anwendungen der angedeuteten Theorie übergehen, bei denen nur die allgemeinsten Gesichtspunkte Verwendung finden, und die uns zugleich auf den Boden direkt feststellbarer Tatsachen führen, so daß wir hoffen können, daß das Experiment

1) O. E. Frivold, Ann. d. Ph

hier in gewissen Fällen weiter helfen wird, wo die theoretischen Mutmaßungen noch versagen.

Magnetismus.

Auf magnetischem Gebiet scheinen die eingeführten rotoaktiven Wechselwirkungen der Atome aufeinander gerade diejenige bisher unbekannte Art von Richtkräften zu liefern, die die Selbstordnung der magnetischen Atomachsen bewirkt und dadurch die Ursache für die spontane Magnetisierung und das ferromagnetische Verhalten gewisser Substanzen wird. Die ferromagnetischen Umwandlungspunkte von Eisen, Kobalt, Nickel liegen bei 600—1400° absolut, entsprechen also größenordnungsmäßig den charakteristischen Temperaturen, die wir vorhin als Maß der elektrostatischen Umpolungsenergie in unserem idealisierten Fall festgestellt hatten. Aus der Annahme, daß bei tiefen Temperaturen nur zwei um 180° verschiedene Achsenrichtungen der Atome möglich sind, die zudem bei allen Atomen gleich angenommen werden, kann man ferner das Anfangsgezetz für den Gang der spontanen Magnetisierung mit der Temperatur ableiten. Ist der Zustand gleicher Orientierung aller Atomachsen derjenige der kleinsten Energie ($T = 0$), und ist der Energiebetrag u nötig, um ein einzelnes Atom innerhalb der übrigen derart geordneten Atome umzupolen, so ist statistisch die Zahl der umgepolten Atome der $e^{-\frac{u}{kT}}$te Teil der Gesamtzahl. Die gesamte spontane Magnetisierung M wird um den doppelten Betrag der Magnetismen der umgepolten Atome vermindert. Dadurch ergibt sich das Temperaturgesetz für M:

$$M = M_0\left(1 - 2e^{-\frac{u}{kT}}\right). \qquad (1)$$

Hierbei ist noch die Annahme gemacht, daß die Zahl der umgepolten Atome klein ist gegen die Zahl der geordneten; bei höheren Temperaturen wird das Gesetz aus verschiedenen Gründen komplizierter. Charakteristisch ist, daß nach diesem aus Quantenannahmen erschlossenen Gesetz die spontane Magnetisierung eines Körpers von $T = 0$ an zunächst unendlich wenig abnimmt; es ist

$$\frac{dM}{dT} \text{ prop. } \frac{1}{T^2} \cdot e^{-\frac{u}{kT}},$$

verschwindet also nebst allen höheren Ableitungen für $T = 0$. Damit scheint eine Diskrepanz der Weißschen Magnetisierungstheorie mit der Erfahrung beseitigt zu sein; die Weißsche Theorie liefert für $T = 0$ einen endlichen Wert von $\frac{dM}{dT}$, während die beobachteten Kurven an Magnetit und Nickel deutlich das Einlaufen der Kurven parallel zur T-Achse zeigen[1]). Nach Formel (1) wäre es nunmehr auch möglich, die charakteristische Temperatur $\Theta = \frac{u}{k}$ der Umpolung aus dem Anfangsverlauf der spontanen Magnetisierung zu ermitteln.

Gegen die diesen Betrachtungen zugrunde liegende Annahme, daß in einem ferromagnetischen Kristall nur zwei entgegengesetzte, für alle Atome gleiche Achsenrichtungen möglich sind, wird der Einwand erhoben werden, daß nach den Weißschen Versuchen unter der Wirkung genügend starker äußerer Felder Magnetisierungen in beliebiger Richtung realisierbar sind. Bei paramagnetischen Substanzen könnte man hierfür große Drehungen der Führungsrichtung verantwortlich machen, die durch die Umpolung von Nachbaratomen hervorgerufen sind; im geordneten Zustand des Ferromagnetikums kommt jedoch etwas anderes in Frage. Es ist hier zu bemerken, daß man unterscheiden muß zwischen der quantenmäßigen sprunghaften Drehung der Atomachse eines einzelnen Atoms innerhalb seiner geordneten Nachbaratome und einer durch äußere geordnete Einflüsse erfolgenden Drehung, die alle Atome innerhalb eines endlichen Raumbereiches des Ferromagnetikums gleichzeitig ergreift. Im letzteren Fall hat man es offenbar mit einer der in der Einleitung erwähnten adiabatischen Änderung des Atominneren zu tun, die in beliebig kleinen Energiestufen vor sich gehen kann und bei der demnach, wenigstens bei genügend starken Querfeldern[2]), auch jede beliebige Orientierung der Atomachsen gegenüber dem Kristallgitter möglich ist. Mit dieser Unterscheidung stimmt es überein, daß die Quermagnetisierung eines ferromagnetischen Kristalls nach Weiß[1]) ein reversibler Vorgang ist, während das Umklappen aller Atomachsen unter der Wirkung einer Längsmagnetisierung, das statistisch durch das sprunghafte Umklappen einzelner Atome um endliche Winkel eingeleitet werden muß, bei tieferen Temperaturen die bekannten Hysteresiserscheinungen zeigt; offenbar haben wir es hier bei den „falsch gepolten" Atomen mit metastabilen Gleichgewichtslagen zu tun, die erst bei genügend starken Störungen in die Endlage kleinster Energie übergehen.

Die Tatsache, daß nur der kleinste Teil der paramagnetischen Substanzen, also der Substanzen mit magnetischen Atomen oder Molekülen, bei tiefen Temperaturen ferromagnetisch wird, oder eine spontane Magnetisierung zeigt,

1) P. Weiß, diese Zeitschr. 12, 935—952, 1911.
2) J. Weiß, Journ. d. Phys. 1905, 469.

kann wahrscheinlich in vielen Fällen dadurch erklärt werden, daß in den nicht ferromagnetischen Körpern nicht jener strenge Synchronismus in den Elektronenbewegungen benachbarter Atome vorhanden ist, der allein unsere rotoaktive Richtwirkung zustande bringt. Der reine Paramagnetismus von Eisenverbindungen, bei denen das Eisenatom rings von andersartigen Atomen umgeben ist, ist vielleicht auf diese Weise zu verstehen, und ebenso vielleicht manche unerwartete Änderung in den ferromagnetischen Eigenschaften, die bei Legierungen auftritt. In anderen Fällen kann jedoch in dem uns zugänglichen Temperaturgebiet sehr wohl eine mehr oder weniger vollständige rotoaktive Richtwirkung und Ordnung der Atomachsen eintreten, ohne daß besonders auffallende magnetische Erscheinungen damit verbunden wären; ich denke dabei an eine solche Ordnung der Atomachsen, wo jedem in einer bestimmten Richtung orientierten Atom ein anderes genau entgegengesetzt gerichtetes zugeordnet ist. Die Frage, wann einer derartigen Ordnung, die wir als neutromagnetische bezeichnen können, eine kleinere freie Energie entspricht als der ferromagnetischen Gleichorientierung aller Achsen, kann von dem Gitteraufbau des betreffenden Kristalls abhängen; bei einfach kubischen Gittern und dem oben behandelten Modell mit einfachen kreisförmigen Elektronenbahnen hat nach einer Annäherungsrechnung dasjenige System die kleinste Energie, wo in den senkrecht zu den Atomachsen liegenden Ebenen alle benachbarten Elektronenbahnen sich immer im Umlaufssinn abwechseln. Hier würde also bei tiefen Temperaturen eine neutromagnetische Ordnung herrschen müssen. Auf äußere Magnetfelder von der gewöhnlichen Größenordnung würden neutromagnetische Substanzen nur insofern reagieren, als sie paramagnetisch sind, d. h. bei sehr tiefen Temperaturen gar nicht und bei höheren Temperaturen nur dadurch, daß die Zahl der Quantensprünge, die zu der Umpolung einer Atomachse führen, durch das äußere Magnetfeld statistisch beeinflußt wird. Wir hätten also hier einen zunächst mit der Temperatur zunehmenden Paramagnetismus zu erwarten, und erst oberhalb der charakteristischen Temperatur, die der Umpolungsenergie eines Atoms entspricht, würde wieder eine normale Abnahme des Paramagnetismus mit der Temperatur eintreten, wie sie durch die ausgleichende Tendenz der Temperaturbewegung hervorgerufen wird. Es ist nicht schwer, diesen Gang formelmäßig darzustellen.

Leider ist bei den schwach magnetischen Substanzen, um die es sich hier ausschließlich handelt, der Gang der Suszeptibilität mit der Temperatur nur in wenigen Fällen genauer bekannt. Mangan, das in seinen Salzen einen ebenso starken Atommagnetismus zeigt wie Eisen, besitzt als reines Metall eine größenordnungsmäßig kleinere Suszeptibilität und außerdem zwischen 0 und 1000° C einen Anstieg des Paramagnetismus auf etwa das Doppelte, so daß man hier eine neutromagnetische Ordnung vermuten könnte, die ihren Umwandlungspunkt oberhalb der Zimmertemperatur hat, also in einem ähnlichen Gebiet wie der ferromagnetische Umwandlungspunkt der im übrigen verwandten Substanzen, Eisen, Kobalt, Nickel. Für die Alkalien, Erdalkalien und Erden, die in reinem Zustand ebenfalls paramagnetisch sind, existieren leider bisher so gut wie gar keine Angaben über den Temperaturgang der Suszeptibilität; von besonderem Interesse wären hier die Untersuchungen der Alkalimetalle bei tiefen Temperaturen, im Zusammenhang mit einem thermischen Effekt, den wir noch zu besprechen haben. Endlich kann noch gesagt werden, daß die Abweichungen vom Curie-Langevinschen Gesetz, die in Leiden bei tiefen Temperaturen an den verschiedensten Salzen magnetischer Atome beobachtet worden sind, zum großen Teil in der Richtung eines zu langsamen Anstieges des Paramagnetismus bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt liegen; auch hier wäre also das Einsetzen einer neutromagnetischen Orientierung in Betracht zu ziehen.

Thermische Effekte.

Wir kommen nun zur Besprechung einiger thermischer Effekte, die nach unserer Theorie zu erwarten sind. Wenn in einem festen Körper ein Quantensprung, gleichviel welcher Art, möglich ist, der für alle Atome den gleichen Energieaufwand u benötigt, und der mittels der Gleichung $u = k \cdot \Theta$ der charakteristischen Temperatur Θ entspricht (k Boltzmannsche Konstante), so tritt zu der Molekular- oder Atomwärme der festen Substanz ein Zusatzglied hinzu, welches nach einfachen statistischen Berechnungen die Form besitzt:

$$\Delta C_v = k \frac{\left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 \cdot e^{-\frac{\Theta}{T}}}{\left(1 + e^{-\frac{\Theta}{T}}\right)^2}. \qquad (2)$$

Das ist eine Funktion, die etwa bei $T = \frac{\Theta}{4}$ ihren Maximalwert von etwa 0,43 R erreicht und von dort nach beiden Seiten absinkt. (Vgl. Fig. 2, wo $\frac{\Delta C_v}{R}$ gegen $\log \frac{T}{\Theta}$ aufgetragen ist.)

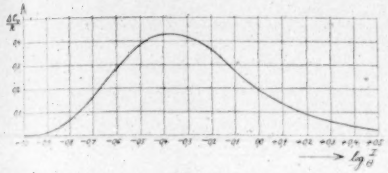


Fig. 2.

Hinzugefügt sei noch, daß die gesamte Energiezufuhr, die einem solchen einfachen Quantensprung entspricht, endlich ist und für $T \gg \Theta$ den Betrag $\frac{R\Theta}{2}$ pro Mol erreicht; die gesamte Entropieänderung entspricht dann dem Ausdruck $R \ln 2$.

Von wirklich beobachteten thermischen Effekten ist bisher nur die anomale spezifische Wärme einiger ferromagnetischer Substanzen, insbesondere des Eisens, mit einem Energieaufwand für die Achsendrehung der Atome in Zusammenhang gebracht worden. Nach unserer Auffassung müßte zum mindesten jeder festen Substanz, die durch ihren dem Curieschen Gesetz folgenden Paramagnetismus eine Variabilität der Lage ihrer Atomachsen im Lenzschen Sinne anzeigt, zwischen $T = 0$ und dem Temperaturgebiet des Curieschen Verhaltens eine Gesamtwärme von der Größenordnung $R\Theta$ zugeführt worden sein. Wenn derartige Effekte bisher noch nicht beobachtet worden sind, so spricht das dafür, daß Θ im allgemeinen sehr klein sein muß, was im Einklang steht mit der Tatsache, daß bis herab zu sehr tiefen Temperaturen die Abweichungen vom Curieschen Gesetz (bei kleineren Feldern) verhältnismäßig gering sind. Nur eine Gruppe von paramagnetischen Substanzen zeigt im gewöhnlichen Temperaturbereich stärkere thermische Anomalien: die Gruppe der Alkali- und Erdalkalimetalle im metallischen Zustand. Die Kurven der Fig. 3, die aus einer Arbeit von Lewis, Eastman und Rodebush[1]) gewonnen sind, zeigen die durch R dividierten molaren Anomalien der Atomwärme von Na, K, Mg, Ca, ebenfalls in Abhängigkeit von $\log T$. Als numerisches Kriterium für den Verlauf dieser Kurven, die sich allerdings noch recht wenig genau zeichnen lassen, kann der Wert von $d\left(\frac{\Delta C_v}{R}\right) / d \log T$ für bestimmte Werte von $\frac{\Delta C_v}{R}$, etwa 0,1 und 0,2 dienen, über die Tab. I Aufschluß gibt.

1) Proc. Nat. Ac. of Sc. IV, 25–29, 1918.

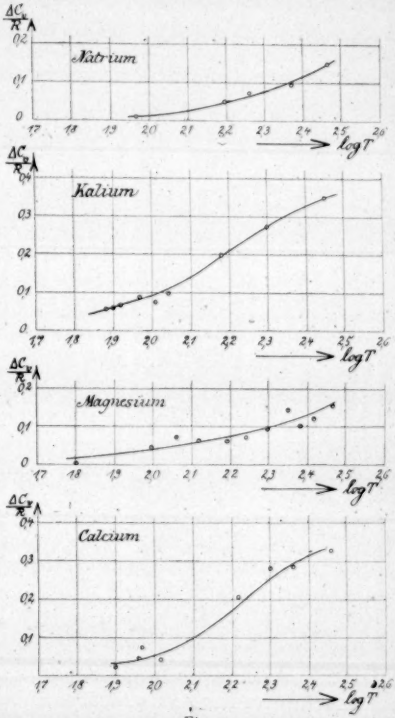


Fig. 3.

Tabelle I.

	0,1	0,2
Na	0,44	
K	0,45	0,70
Mg	0,6	
Ca	0,37	0,7—1

Berechnet man die entsprechenden Werte für unsere theoretische Kurve, so findet man immerhin einen beträchtlich steileren Anstieg (etwa 0,84 für 0,1 und 1.3 für 0,2), während eine entsprechende Auswertung der Born-Brodyschen Formel, die die Anomalien auf nicht lineare Glieder in den Wärmeschwingungen der Atome zurückführt, zu kleine Werte ergibt (0,23 bzw. 0,46). Was prinzipiell zugunsten unserer Auffassung spricht, ist, daß das paramagnetische Verhalten einer Substanz sich nicht gut ohne Einführung neuer Freiheitsgrade gegenüber den einfachen Atomschwingungen wird erklären lassen; entweder müßte also auch bei

diesen Substanzen ein Desorientierungsvorgang mit entsprechenden thermischen Effekten bereits bei sehr tiefen Temperaturen vermutet werden, oder es muß der beobachtete thermische Effekt in irgendeinen Zusammenhang mit der Einstellung magnetisch wirksamer Elementarsysteme in diesen Substanzen gebracht werden. Eine Entscheidung könnte hier durch magnetische Untersuchungen bei tiefen Temperaturen herbeigeführt werden; finden sich starke Abweichungen von dem Verhalten der paramagnetischen Salze, etwa indem unterhalb der Temperaturen, bei denen die thermischen Anomalien auftreten, der Paramagnetismus stark abnimmt, so wäre ein Zusammenhang zwischen diesen thermischen Effekten und dem Beweglichwerden magnetisch wirksamer Elemente sehr wahrscheinlich geworden. Sollte die obige Diskrepanz mit der aus der Annahme eines einfachen Quantensprunges erschlossenen thermischen Kurve schon bei Beginn der thermischen Anomalie deutlich hervortreten — was nach den vorliegenden Daten noch nicht ganz sicher ist — so wäre allerdings, soviel ich sehe, nur dadurch eine prinzipielle Anpassung der Theorie an die Erfahrung zu erreichen, daß diese Quantensprünge in irgendeine Abhängigkeit von den Atomschwingungen gesetzt werden; bedenkt man aber, daß es sich gerade bei den in Rede stehenden paramagnetischen Substanzen wahrscheinlich um die Leitungselektronen als Träger der magnetischen Erregung handelt, so wird diese Annahme ohnehin einiges für sich haben.

Chemische Konstanten.

Zum Schluß noch ein paar Worte über den Zusammenhang unseres Problems mit der Frage der Dampfdruckkonstanten reiner Stoffe. Auch hier handelt es sich um ein Gebiet, wo wir von verfeinerten Experimenten wichtige Aufschlüsse über das Verhalten fester Körper, insbesondere in dem der Messung unzugänglichen tiefsten Temperaturgebiet erwarten dürfen. Den Grundgedanken dieser Überlegungen habe ich schon früher gegeben[1]). Es handelt sich um eine Abänderung der Tetrode-Sternschen Berechnung der Dampfdruckkonstanten, die durch die neuere Auffassung des Atoms als eines dynamischen Gebildes mit gerichteter Achse notwendig geworden ist, und die zu der in Briggischen Logarithmen gezählten Normalkonstanten — 1,6 noch den Ausdruck $\log g - \log g'$ hinzufügt, wobei die g und g' ganze Zahlen sind, die das sogenannte „Quantengewicht" der inneren Atombewegungen im Gaszustand und im festen Zustand beim absoluten Nullpunkt angeben. Dieses Quantengewicht des Atoms im festen Körper bei $T = 0$ ist nun aber gerade etwas, was mit unserer Frage nach energetisch gleichwertigen oder sehr wenig voneinander verschiedenen Quantenstufen der Atome im Normalzustand des festen Körpers auf engste zusammenhängt, und zwar läßt sich zeigen, daß bei der Berechnung der Dampfdruckkonstanten zwei verschiedene Quantenzustände des Atoms in der festen Phase auch dann als energetisch gleichwertig erscheinen, also auf ein scheinbar von 1 verschiedenes Quantengewicht bei $T = 0$ führen müssen, wenn nur die charakteristische Temperatur $\Theta = \frac{u}{k}$ dieser Umwandlung wesentlich unterhalb der Temperatur liegt, bei der die Messungen der spezifischen Wärme des festen Körpers beginnen. Führt also die empirische Bestimmung einer Dampfdruckkonstante in dieser Weise auf ein von 1 verschiedenes Quantengewicht der Atome im festen Körper, so wird man zwar nicht mit Sicherheit sagen können, daß bei $T = 0$ noch eine Vielheit von möglichen Zuständen des Atoms, also ein Widerspruch mit dem Nernstschen Theorem, vorhanden ist, aber man wird sicher behaupten können, daß die Umwandlung von einem vollständig geordneten in einen teilweise ungeordneten Zustand bereits in dem Temperaturgebiet vor sich gehen muß, das unterhalb des Anfangspunktes der spezifischen Wärmemessungen, d. h. nach dem bisherigen Verfahren unterhalb etwa 20° absolut liegt.

Das bisherige experimentelle Material über die numerischen Werte der Dampfdruckkonstanten einatomiger Gase zeigt nun die Existenz zweier verschiedener Gruppen; *Ar*, *Hg*, *Zn*, *Cd* scheinen mit ziemlicher Sicherheit die Normalkonstanten — 1,6 zu ergeben, während *Na* mit — 1,2, *K* mit — 1,37[1]) einatomiges *I* und *Br* mit etwa — 1,3[2]), zu einer Gruppe gehören, die Abweichungen um etwa + log 2 zeigt, in dem Sinne, daß das Quantengewicht im Gaszustand doppelt so groß sein müßte, als das im festen Zustand bei den tiefsten erreichbaren Temperaturen.

Um aus diesen Daten auf das Quantengewicht im festen Körper zu schließen, müssen wir allerdings noch das Quantengewicht im Gaszustand als bekannt voraussetzen; hierfür hatten wir aber schon früher, wenigstens für *Na* und *K*, auf Grund der normalen Zeemanzerlegung des *S*-Terms und der Stern-

1) Diese Zeitschr. **22**, 1—13, 1921; **23**, 9—13, 1922.

1) R. Ladenburg und R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **8**, 137—141, 1921.

2) H. Braune, Zeitschr. f. anorg. Chemie 1920; Verh. d. D. Phys. Ges. 1922, S. 19.

Gerlachschen Versuche die Zahl 2 als wahrscheinlichste gefunden. Wenn man diese Annahme akzeptiert, so darf man bemerkenswerterweise nicht jener Gruppe, die die Dampfdruckkonstante $-1{,}6$ zeigt, ein normales Verhalten im Sinne des Nernstschen Theorems zuschreiben, sondern der Alkali- und Halogen-Gruppe, die die Konstante $-1{,}3$ zu besitzen scheint; denn hier wäre das Quantengewicht im festen Zustand bei den tiefsten erreichbaren Temperaturen gleich $^1/_2$mal $2 = 1$, während wir bei dem Edelgas und den in der Mitte größerer Perioden stehenden Metallen bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes noch das Quantengewicht 2 und demnach noch keine Neigung zu einer eindeutigen Achseneinstellung etwa im Sinne der rotoaktiven Selbstorientierung unserer Theorie annehmen dürften. Bei den Alkalimetallen würde diese Vermutung durch den versuchsweise eingeführten Zusammenhang zwischen den Anomalien ihrer spezifischen Wärmen und der Orientierung ihrer magnetisch wirksamen Elementarsysteme gestützt werden, da sich in der Tat diese thermischen Abweichungen erst weit oberhalb 20° absolut geltend zu machen beginnen; ob bei der anderen Gruppe eine thermische Anomalie noch im Gebiet des siedenden Heliums erschlossen werden könnte, und vielleicht bei gewissen Stoffen mit dem Eintreten der Supraleitfähigkeit in Verbindung zu bringen wäre, oder ob hier das Eintreten völliger Orientierung erst bei unmeßbar tiefen Temperaturen zu erwarten wäre, entzieht sich vorläufig unserer Vermutung.

Diskussion.

Pauli-Kopenhagen: Welche Anhaltspunkte hat der Vortragende dafür, daß bei den Weißschen Messungen am Pyrrhotin bei tiefen Temperaturen nur eine Führungsrichtung vorhanden ist? Die Unterschreitung des Bohrschen Magnetons, die Weiß findet, scheint gerade nur bei mehreren Führungsrichtungen verständlich.

Schottky: Die Einheitlichkeit der Führungsrichtung scheint mir zu folgen aus dem Verhalten des Kristalls bei dem Versuch, die Richtung der Magnetisierung durch genügend starke äußere Magnetfelder zu drehen. Es gibt dann nicht, wie man bei der Existenz verschiedenartiger gleichberechtigter Führungsrichtungen erwarten müßte, verschiedene Richtungen, in denen der Kristall magnetisiert werden kann (wenigstens nicht bei den Kristallen mit dem einfachsten Verhalten), sondern nur in einer Richtung und der entgegengesetzten.

BESPRECHUNGEN.

C. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. 2. verbesserte und vermehrte Auflage. II. Band, 2. Abteilung: Die Lehre von der strahlenden Energie. Herausgegeben von G. Schmidt. 8°. 50 Bogen. Mit 498 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1922. Geheftet M. 80.—, gebunden M. 100.— und Teuerungszuschlag.

Die großen Vorzüge dieses Lehrbuches haben wir bei der Besprechung des Bandes I und II 2 in dieser Zeitschrift genügend gewürdigt. Auch der vorliegende Band II 2, der die Lehre von der strahlenden Materie enthält, zeigt diese wiederum sehr deutlich. Das erste Kapitel vom Äther, den Lichtquanten, den Elektronen usw. ist geradezu eine Mustereinführung in die Lehre von der strahlenden Materie. Das zweite Kapitel bildet einen ausgezeichneten Übergang von Wärmeenergie in strahlende. Die übrigen Kapitel zeigen die übliche Anordnung der Optik: Geschwindigkeit, Reflexion, Brechung, Zerstreuung, Umwandlung und Messung der strahlenden Materie. Es folgen: Optische Instrumente, das Wichtigste aus der physiologischen Optik, optische Erscheinungen in der Atmosphäre, Interferenz, Diffraktion, Polarisation, Doppelbrechung, Interferenz polarisierter Strahlen und Drehung der Polarisationsebene. Aber das zeichnet gerade das Werk vor anderen aus, daß in jedem Kapitel des gut durchdachten und wohl geordneten Lehrbuches immer seine besondere Eigenart gewahrt bleibt. — Die reiche Angabe von Literatur am Ende jedes Kapitels ist überaus nützlich und angenehm. — Wir können das treffliche Lehrbuch Chwolsons in seinem Schmidtschen Gewande jedem Physiker nur wärmstens empfehlen.

Karl Bergwitz.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Ferdinand Krauß für anorganische Chemie, an der Universität Berlin Fräulein Professor Dr. Lise Meitner für Physik, an der Universität München Dr. Ed. Rüchardt für Physik und Dr. Gregor Wentzel für theoretische Physik, an der Universität Hamburg Dr. Alex Ostrowski für Mathematik, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. F. A. Henglein für physikalische und allgemeine Chemie, an der Technischen Hochschule München Dr. G. Hoos für Physik und Dipl.-Ing.-Dr. Ing. H. Schrön für Motore, an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. A. Eilert für Physikalische Chemie, an der Universität Marburg Dr. Krollpfeiffer für Chemie.

Ernannt: Der a.o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg zum a.o. Professor der Experimentalphysik und zum Vorstand des physikalischen Instituts an der deutschen Universität in Prag, Dr. Carl Apostolo zum Dozenten für technologische Chemie am Polytechnikum in Turin, Dr. G. Bonamartini zum Dozenten für Nahrungsmittelchemie und Dr. Saboto Visco zum Dozenten für Chemie und mikroskopische Chemie an der Universität Rom, Dr. Pietro Condorelli zum Dozenten für allgemeine Chemie an der Universität Catania, Professor Fortunato Consonno von der Universität Turin zum Dozenten für allgemeine Chemie an der Universität Pavia, Dr. Gino Scagliarini zum Dozenten für allgemeine Chemie an der Universität Bologna, Dr. Burckhardt Helferich zum ord. Professor der Chemie an der Universität Frankfurt a. M.; der Privatdozent an der Bergakademie in Clausthal Dr.-Ing. Gustav F. Hüttig zum etatsmäßigen a.o. Professor für anorganische und physikalische Chemie an der Universität Jena, der Dozent an der Handelshochschule in Berlin Dr. Fritz Straus zum ord. Professor der Chemie an der Technischen Hochschule Breslau, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Engelhardt Glimm zum planmäßigen a.o. Professor für Nahrungs- und Genußmittel und analytische Chemie und Dr. Karl Jellinek zum planmäßigen a.o. Professor für analytische Chemie, der Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Karlsruhe Professor Dr. Karl Pfeiffer zum Direktor der Portheim-Stiftung für Wissenschaft und Kunst in Heidelberg und Leiter des Chemischen Instituts derselben, der Privatdozent an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Alfred Landé zum a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Tübingen, Dr. G. A. Abbott zum Leiter der chemischen Abteilung der Universität von North Dakota, der ord. Professor an der Universität Graz Dr. Heinrich Ficker zum ord. Professor der Meteorologie an der Universität Berlin, Privatdozent Dr. Hermann Suida zum ord. Professor für chemische Technologie organischer Stoffe an der Technischen Hochschule Wien, Privatdozent Dr. Alois Zinke zum a. o. Professor für chemische Technologie organischer Stoffe und analytische Chemie an der Technischen Hochschule Graz, Dr. Philipp Fischer in München zum Dozenten für chemische Technologie am Polytechnikum in Cöthen, der a. o. Professor der angewandten Physik an der Tschechischen Universität Prag Dr. August Zarek zum ord. Professor der Experimentalphysik ebendaselbst.

Berufen: Der ord. Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Max Bodenstein zum ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Berlin.

Neuer Lehrauftrag: Der Privatdozent der Physik an der Universität Hamburg Dr. F. Goos für angewandte Optik.

Vom Lehramt zurück: Der Professor der Chemie an der Universität Leeds Artur Smithells.

Nobelpreise: Für Physik: Der Professor an der Universität Berlin Dr. Albert Einstein für 1921, der Professor an der Universität Kopenhagen Dr. N. Bohr für 1922; für Chemie: Professor Frederick Soddy in Oxford für 1921, Dr. Francis William Aston in Cambridge für 1922.

Gestorben: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule München Leo Kadrnozka, der ord. Professor der Mathematik an der Tschechischen Technischen Hochschule in Prag Matej N. Vanecek, der frühere Privatdozent der Chemie an der Universität Königsberg Professor Dr. Lassar-Cohn, der Inhaber der Quain-Professur der Physik am University College in London Dr. Frederick Thomas Trouton, der emer. Professor der Chemie und Physik des Auckland University College Frederick Douglas Brown in Remuera New Zealand, der ord. Professor der Mathematik und Mechanik an der Universität Padua Senator Antonio Favaro, der frühere Privatdozent der Chemie an der Universität Heidelberg und Aufsichtsratsmitglied der A.G. für Anilin-Fabrikation in Berlin Dr. C. v. Martius in Bad Reichenhall.

Angebote.

Ingenieur oder Physiker

zur Leitung eines Laboratoriums für Materialprüfung (technologische und chemische Abteilung) möglichst aus der elektrotechnischen Industrie gesucht. Bedingung: Gründliche Erfahrung auf obigen Gebieten. Erwünscht: Kenntnisse der Chemie und Metallographie.

Bewerbungen mit ausführlichem Lebenslauf, Lichtbild, Gehaltsansprüchen und frühestem Eintrittstermin unter Angabe von Referenzen erbeten unter **S. H. 611** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Akademisch gebildete

Physikerin

mit guten Sprachkenntnissen, insbesondere im Englischen, als Sekretärin für literarische Arbeiten nach Berlin gesucht. Ausführliche Bewerbungen mit Angabe des Bildungsganges, der Referenzen und Gehaltsansprüche unter **S. H. 612** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstr. 2.

Gesuche.

An Universitätsinstitut tätiger Maschineningenieur, der in der **angewandten Mathematik und Mechanik** geschult, im Zeitschriftenwesen redaktionell erfahren und Verfasser zahlreicher theoretischer und experimenteller Arbeiten ist, möchte an der Ausarbeitung

neuer Aufgaben,

wenn möglich wissenschaftlicher Art, teilnehmen. Gefl. Zuschriften an Dr.-Ing. **A. Nadai, Göttingen,** Hanssenstr. 3 erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

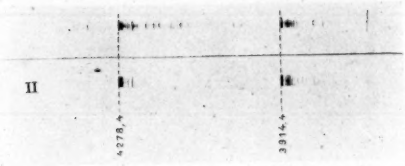


Fig. 2.

Fig. 4.

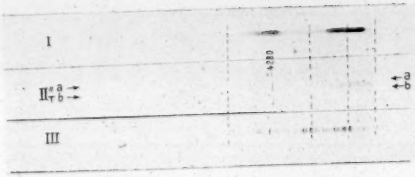
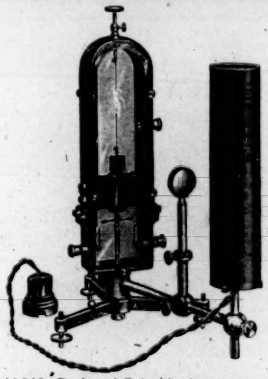


Fig. 5.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 2400000.



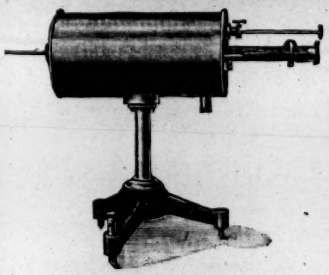
61392. Drehspul-Spiegelgalvanometer.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.



Apparate für luftelektrische und radioaktive Untersuchungen.
Normalbatterie für elektrostatische Messungen.
Kondensatoren, Mikrowage.
Erdbebenregistrierapparate.

Spindler & Hoyer G.m.b.H.
Mechan. u. opt. Werkstätten
Göttingen 3.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

Psychotechnische Bibliothek.

G. Schlesinger

Psychotechnik und Betriebswissenschaft. Mit 68 Abb. (V. u. 167 S. m. Reg.) 8°. 1920.

Die Psychotechnik hat die Aufgabe, beim einzelnen Menschen den Schwerpunkt der Veranlagung festzustellen und für die Allgemeinheit die Grundlagen einer brauchbaren Berufsberatung zu sammeln. Die schaffende Praxis soll ihre Ergebnisse vorsichtig verwerten. (Stahl und Eisen.)

Zwei Jahre Berliner Begabtenschulen. Erfahrungen ihrer Schulleiter. (V. u. 37 S.) 8°. 1920.

W. Moede

Experimentelle Massenpsychologie. Mit 16 Abb. 8°. (VI u. 239 S.) 1920.

Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf, Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

Bibliothek wird fortgesetzt.

Preise sind in jeder Buchhandlung oder beim Verlag zu erfragen.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

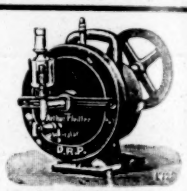
Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

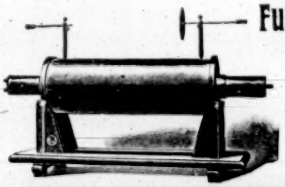
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

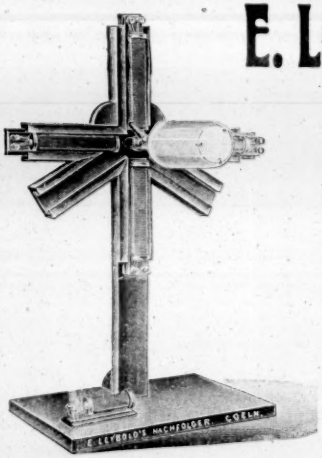
Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.